ARCHIV FÜR METEOROLOGIE, GEOPHYSIK UND BIOKLIMATOLOGIE

HERAUSGEGEBEN VON

DOZENT DR. W. MÖRIKOFER
PHYSIKALISCH-METEOROLOGISCHES OBSERVATORIUM
DAVOS

PROF. DR. F. STEINHAUSER
ZENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK
WIEN

SERIE A
METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK

BAND V, 3. HEFT
MIT 38 TEXTABBILDUNGEN
(ABGESCHLOSSEN AM 17. DEZEMBER 1952)

WIEN
SPRINGER-VERLAG
1953

Arch. Met. Geoph.
Biokl. A.

Serie A, Band V **Inhaltsverzeichnis** Heft 3

Seite

Flohn, H. Hochgebirge und allgemeine Zirkulation. II. Die Gebirge als Wärmequellen. (Mit 3 Textabbildungen) 265

Wan-cheng Chiu. On the Oscillations of the Atmosphere 280

Hoinkes, H. Probleme der alpinen Synoptik. (Mit 2 Textabbildungen) 304

Baum, Werner A. and **Lawrence B. Smith.** Semi-monthly Mean Sea-level Pressure Maps for the Mediterranean Area. (With 25 Figures) 326

Dufour, L. Sur les transformations adiabatiques réversibles d'une goutte de solution en suspension dans l'atmosphère 346

Schweitzer, H. Versuch einer Erklärung des Föhns als Luftströmung mit überkritischer Geschwindigkeit. (Mit 5 Textabbildungen) 350

Verzár, F. Kondensationskernzähler mit automatischer Registrierung. (Mit 3 Textabbildungen) 372

Das

„Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie"

erscheint in zwangloser Folge in zwei parallelen Serien:

Serie A Meteorologie und Geophysik: Allgemeine, theoretische und synoptische Meteorologie, Geophysik der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdbodens.

Serie B Allgemeine und biologische Klimatologie: Allgemeine und medizinische Klimatologie, Agrar- und Mikroklimatologie, Meteorobiologie, Strahlungsforschung.

Die beiden Serien können unabhängig voneinander bezogen werden. Die Hefte werden einzeln berechnet und zu Bänden von 25—30 Bogen vereinigt.

Das Archiv soll wissenschaftlich einwandfreie Arbeiten von allgemein fachlichem Interesse veröffentlichen. Es werden deshalb nur Originalarbeiten aufgenommen, die neue Erkenntnisse bringen, und zwar Aufsätze größeren Umfanges wie auch kleine Mitteilungen. Gelegentlich wird auch durch Sammelreferate über die neuesten Ergebnisse einzelner Spezialgebiete ein Überblick über den jeweiligen Stand eines bestimmten Problems gegeben werden, wobei besonders durch Hervorheben der noch ungelösten Fragen der weiteren Forschung Anreiz geboten werden soll. Schließlich werden auch kritische Buchbesprechungen auf bedeutende Neuerscheinungen aus unserem Wissensgebiet hinweisen.

Die Verfasser werden gebeten, den Text möglichst knapp zu fassen und historische Einleitungen tunlichst zu vermeiden. In den beigegebenen Tabellen ist die Wiedergabe unverarbeiteten, umfangreichen Beobachtungsmaterials zu vermeiden; auch sollen die Resultate im allgemeinen nicht durch Tabellen und Kurven gleichzeitig wiedergegeben werden. Die Tabellen sollen eine Überschrift tragen.

Die Arbeiten können in deutscher, englischer oder französischer Sprache erscheinen. Es soll ihnen eine Zusammenfassung in mindestens zwei Sprachen vorangestellt werden. Eine Zusammenfassung ist auf jeden Fall vom Verfasser mitzuliefern, ihre Übersetzungen werden nötigenfalls vom Verlag besorgt. Die Literaturhinweise erfolgen durch im laufenden Text in Klammern eingefügte Nummern, die genaue Zitate bezeichnen, die in einem Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit zusammenzustellen sind.

Die Manuskripte sind gewöhnlich in Maschinenschrift auf einseitig beschriebenen, fortlaufend paginierten Blättern abzufassen. Abbildungsvorlagen sind in so sauberer Wiedergabe einzusenden, daß sie entweder unverändert verwendet oder durch Zeichner des Verlages einwandfrei neu gezeichnet werden können. Die Beschriftung, die innerhalb der Zeichnung angebracht wird, ist nur mit weichem Bleistift einzutragen. Unterschriften zu den Zeichnungen werden im Druck wiedergegeben, ihre Vorlagen sollen dem Manuskript direkt beigegeben werden.

Es können grundsätzlich nur Arbeiten angenommen werden, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; die Autoren sind verpflichtet, auch nachträglich bis mindestens zum 31. Dezember des auf das Erscheinen folgenden Kalenderjahres ihre Arbeit nicht anderweitig in gleicher oder ähnlicher Form zu veröffentlichen.

Die Autoren erhalten eine erste Fahnenkorrektur, die sie nach erfolgter Durchsicht an den Verlag zu senden haben; eine Umbruchkorrektur wird den Autoren nicht zugestellt.

Fortsetzung auf der III. Umschlagseite

551.513 : 551.588.2

Hochgebirge und allgemeine Zirkulation.

II. Die Gebirge als Wärmequellen*.

Von

H. Flohn, Bad Kissingen.

Mit 3 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Im Rahmen der Diskussion des Problems der quasistationären Tröge und Rücken in der planetarischen Westdrift wird die Rolle der Gebirge als Wärmequelle erörtert. Die Höhenzunahme der Heizfläche erzeugt über Hochplateaus besonders im Sommer eine zusätzliche Erwärmung, die sich über Tibet zu 3—4° C ergibt. Der Effekt der bei Stauniederschlägen freiwerdenden Kondensationswärme liefert ebenfalls eine zusätzliche Erwärmung um etwa 2° C. Beide Effekte zusammen wirken sich das ganze Jahr über in einer antizyklonalen Auslenkung der Westdrift über den Hochgebirgen aus, die als eine Ursache der dynamischen Instabilität des Jet-stream aufgefaßt werden kann.

Summary. As a contribution to the problem of quasi-stationary troughs and ridges in westerlies, the function of mountains as a heat source is discussed. Over high table lands the increase with height of the heating surface, especially during the summer, produces additional heating, amounting to 3 to 4 degrees centigrade over Tibet. The effect of latent heat released with orographical precipitation is of similar nature and results in a heat increase by about 2 degrees centigrade. Jointly, both effects will produce an anticyclonic curvature of westerlies over high mountain ridges that may be considered as a cause of dynamic instability in the jet-stream.

Résumé. Abordant la discussion du problème des couloirs de basse pression quasi stationnaires et des dorsales en regard du courant général d'Ouest, l'auteur considère le rôle des chaînes de montagnes comme source chaude. L'altitude plus grande des surfaces chauffantes provoque sur les hauts-plateaux, en été surtout, un réchauffement supplémentaire de l'ordre de 3 à 4° C au Tibet. La chaleur de condensation libérée lors des précipitations de barrage fournit aussi un réchauffement supplémentaire d'environ 2° C. Ces deux effets

* Vorgetragen auf der zweiten internationalen Tagung für alpine Meteorologie in Obergurgl, Tirol, 20. und 21. September 1952.

combinés entraînent pendant toute l'année une déviation anticyclonique du courant d'Ouest au-dessus des hautes chaînes de montagnes, déviation que l'on peut considérer comme une cause de l'instabilité dynamique de ce courant de jet lui-même.

Die Erweiterung unserer klimatologischen Beobachtungen in die dritte Dimension auf globaler Basis, wie wir sie in den letzten 10 bis 15 Jahren erlebt haben, hat uns vor neue Fragen und Probleme gestellt. In den meisten Fällen sind diese nichts als eine Verallgemeinerung längst bekannter klimatologischer Zusammenhänge, deren bisherige Deutung sich jedoch nunmehr als trügerische Scheinlösung entpuppt. Die Existenz *quasistationärer Höhentröge*, deren vertikale Erstreckung bis mindestens 20 km Höhe gesichert ist, stellt im dreidimensionalen Bereich nichts anderes dar als die schon von J. G. Forster (1794), A. v. Humboldt und H. Dove erörterte *negative Temperaturanomalie der Ostküsten*, die sich mit der Höhe nicht rasch verliert, sondern die gesamte Troposphäre umfaßt. Die klassische Erklärung mit Hilfe der Meeresströmungen versagt diesem viel allgemeineren, großräumigen Problem gegenüber, besonders wenn wir uns vor Augen halten, daß sich der ostamerikanische Höhentrog im allgemeinen über Land hält, und daß über Osteuropa ein dritter, jahreszeitlich und räumlich stark veränderlicher Höhentrog gefunden wird.

In einem Vortrag anläßlich der 50 Jahr-Feier des Observatoriums Zugspitze [*1*] wurde dieses Problem von seiner empirisch-klimatologischen Seite aus erörtert, wobei besonders die jahreszeitlichen und säkularen Verschiebungen des europäischen Höhentroges mittels der Beobachtungen unserer alpinen Bergobservatorien behandelt wurden. Statistische Untersuchungen über die Häufigkeit und Andauer der Höhentröge und -rücken in den täglichen Wetterkarten hat — an Hand eines sehr reichhaltigen Materials von mehr als 11000 Lochkarten im 500 mb-Niveau längs 55° Nordbreite — mein Mitarbeiter Dr. Essenwanger [*2*] durchgeführt. Seine erst zu einem kleinen Teil veröffentlichten Ergebnisse liefern (Abb. 1) eine Verallgemeinerung der von Rex [*3*] ermittelten Verteilung der Blockierungslagen: eine eindeutige Häufung der Hochdruckrücken in den Bereichen der amerikanischen und europäischen Westküsten, eine noch eindeutigere Häufung der Höhentröge im Gebiet des ostamerikanischen und ostasiatischen Höhentroges, wie sie für die Kaltlufttropfen schon in anderem Zusammenhang abgeleitet werden konnte [*3a*]. Da der Häufigkeitsunterschied (bei den Hochdruckrücken über Amerika Westküste : Ostküste 3 : 1) durch Änderung der Andauer, also der Wanderungsgeschwindigkeit der „langen" bzw. Rossby-Wellen nicht kompensiert wird, handelt es sich zugleich um eine Häufung neuentstehender Tröge bzw. Rücken in den entsprechenden Bereichen. Noch unveröffentlichte Untersuchungen von Essenwanger (Abb. 1) ergeben, daß über Amerika und Ostasien gerade im Lee der Gebirge (90 bis 100° W und 120 bis 130° E) die wichtigsten Häufungsstellen der Bildung von Trögen liegen. Die Bildung von Rücken vollzieht sich (nach Essenwanger) bevorzugt auf der Westseite der Rocky Mountains (120 bis 140° W) sowie an der amerikanischen Ostküste (50 bis 70° W). Die Verhältnisse über dem

pazifischen Raum sind — wegen des unzureichenden Materials der Ausgangskarten — unsicher, so daß eine nähere Diskussion zwecklos erscheint. Dieser Befund wirft ein bezeichnendes Schlaglicht auf die Abhängigkeit der dynamischen Instabilität von geographischen Faktoren. Das klimatologische Problem der quasistationären Anomalien ist also (teilweise) identisch mit dem von theoretischer Seite heute viel diskutierten Problem

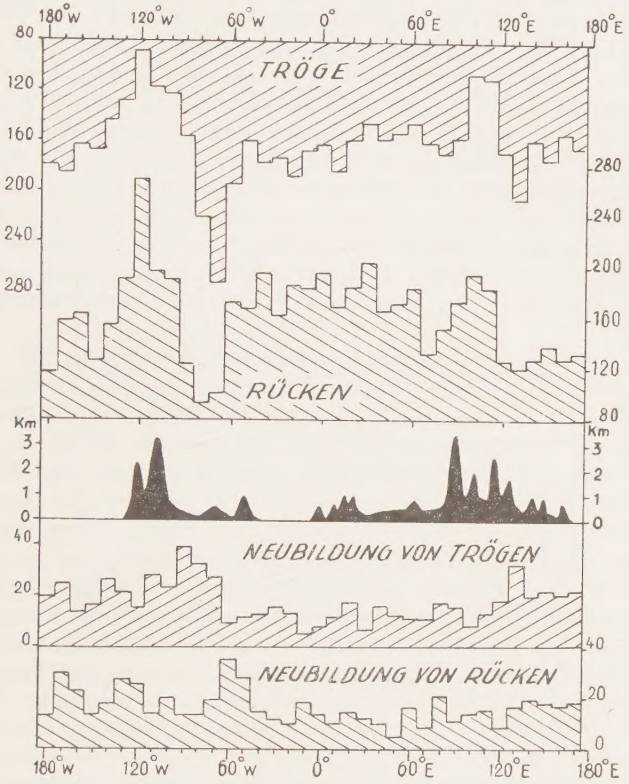

Abb. 1. Häufigkeitsverteilung der Tröge und Rücken, sowie ihrer Neubildung längs 55° N (Dezember 1948 bis November 1951) nach ESSENWANGER (unveröffentlicht).

der Bildung langer Wellen bzw. der *dynamischen Instabilität* des *Jetstream* (planetarische Frontalzone, vgl. [*24*]). Nach den synoptischen Erfahrungen geht diese Wellenbildung aus von zwei verschiedenen Quellen:

a) antizyklonale Auslenkung über den Hochgebirgen und den Warmluftvorstößen in mittleren Breiten,

b) zyklonale Auslenkung im Bereich der bevorzugten aktiven Ausbruchstellen hochreichender polarer Kaltluft in höheren Breiten.

Da für b) eine relief-bedingte Verzeichnung keinesfalls in allen Fällen angenommen werden darf — das gilt besonders für die Bevorzugung Ostsibiriens ostwärts der Lena sowie des kanadischen Archipels —, so

müssen wir schon rein empirisch an die Möglichkeit denken, daß zyklonale Wellen erst durch antizyklonale Initialvorgänge im Sinne von a) ausgelöst werden. Damit wären also die — vom synoptischen Standpunkt aus so imponierenden — großen Kaltluftvorstöße im Bereich der quasistationären Höhentröge sekundäre *Leewellen*, die um zwei Zehnerpotenzen großräumiger ablaufen, als die bekannten Leewellen vom Moazagotl-Typ (Küttner, Lyra, Queney), und bei denen die horizontale Komponente die vertikale um drei bis vier Zehnerpotenzen übertrifft. In diesem Falle können die großen Kaltluftausbrüche aufgefaßt werden als sekundäre Folgen der orographisch bedingten „langen Wellen", wobei infolge der bekannten Beziehungen zwischen Druckfeld und Temperaturfeld immer wieder polare Kaltluft in die äquatorwärts reichenden Auslenkungen der Westdrift passiv hineingezogen wird. Im Bereich des variablen europäischen Höhentroges handelt es sich nach einer vielfach vertretenen Deutung um eine zweite, noch von den amerikanischen Felsengebirgen ausgelöste Welle (vgl. die Diskussion in [*1*]); eine Entscheidung hierüber wird nur mittels einer vollständigen quantitativen Betrachtung im Sinne der folgenden Ausführungen möglich sein.

Diese zunächst revolutionär erscheinende Deutung wurde von Charney-Eliassen [*4*] und von Bolin [*5*] für ein äquivalent-barotropes Niveau der Atmosphäre entwickelt. Anderseits hält Sutcliffe [*6*] die klassische thermische Erklärung für ausreichend und verweist auf die — zweifellos existierenden — Phasenunterschiede zwischen Sommer und Winter; der Einfluß der großen Hochgebirge beschränkt sich auf die Verhinderung der Advektion in den unteren Schichten; ähnlich argumentierte auch Scherhag [*7*], der die Lage der aerologischen Kältepole als Gebiet geringster Warmluftadvektion deutet. Wippermann [*8*] berechnete quantitativ die Rolle der Wärmeaufnahme bzw. -abgabe; das Resultat stand jedoch über dem Atlantik mit einer radikalen Phasenumkehr zwischen Sommer und Winter in Widerspruch zu den beobachteten Tatsachen. In einer neuen, die früheren Ergebnisse teilweise revidierenden Arbeit [*9*] diskutierte Wippermann das Gesamtproblem von einem etwas umfassenderen Niveau aus.

Hier wollen wir diese Diskussion vom empirischen Standpunkt aus in wiederum erweiterter Form durchführen, um die komplexen physikalischen Vorgänge anschaulich zu machen. Dabei beschränken wir uns auf Normalwerte der Druckverteilung und Höhenströmung der mittleren und oberen Troposphäre, wie sie in Karten der Niveaus 700, 500, 300, 200 mb dominiert. Diese wird durch folgende Faktoren mit regional wechselnder Stärke beeinflußt:

A. *Wärmehaushalt der Erdoberfläche.* Hierzu gehören die jahreszeitlichen und regionalen Unterschiede in der Wärmeaufnahme der Luft vom Untergrund über Land und See [*6, 7, 8*], aber auch über Wald, Grasland, Wüste oder Schnee. Hierzu gehört auch der unter I näher zu erörternde Einfluß der Höhenlage der Heizfläche, früher vielfach als Wirkung der Massenerhebung bezeichnet.

B. *Wärmehaushalt der freien Atmosphäre.* Unter diesem Begriff verstehen wir alle Wärmequellen und -senken innerhalb der Atmosphäre, seien es die bei Kondensations- oder Verdampfungsprozessen umgesetzten Wärmemengen, sei es der durch Wolkenbildung und -auflösung abgewandelte Strahlungshaushalt; beide Vorgänge sind z. T. unter II erörtert.

C. *Topographisch-dynamische Faktoren.* Hierzu gehören die mittlere Neigung der Erdoberfläche, deren Bedeutung CHARNEY und ELIASSEN in

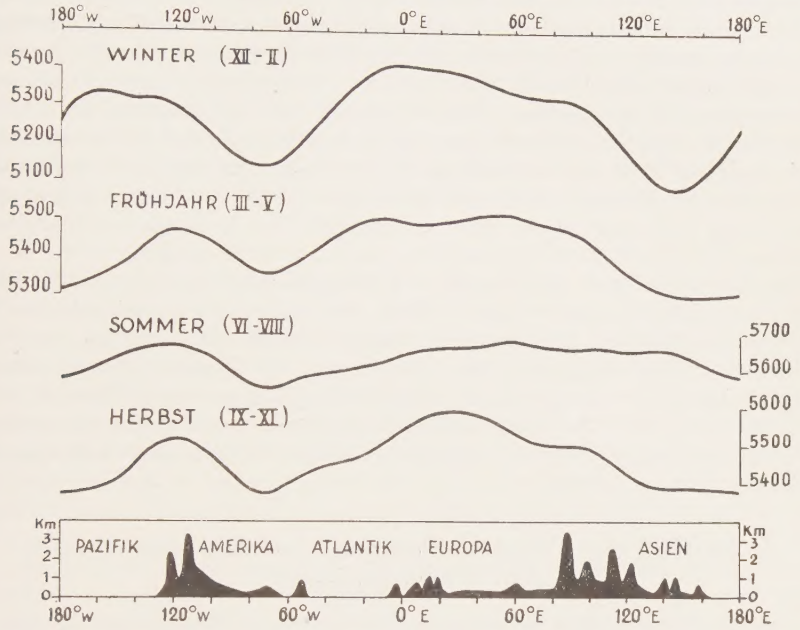

Abb. 2. Mittlere Höhe der 500 mb-Fläche (in geopot. km) längs 55° N, Vierteljahresmittel Dezember 1948 bis August 1952.

ihrer richtungsweisenden Arbeit [*4*] herausgestellt haben, sowie die wechselnde Rauhigkeit des Untergrundes. Diese muß — vgl. die in [*3*] und [*30*] erörterten Befunde — gegenüber dem Ansatz in [*4*] noch regional differenziert werden, wobei mindestens Land und See, wahrscheinlich aber auch Flachland, Hügelland, Mittelgebirge usw. unterschieden werden müssen; hierzu ist eine genauere Bestimmung der GULDBERG-MOHNschen Reibungskonstanten oder anderer Rauhigkeitsparameter erforderlich[1]. Als Grundlage für die weiteren Ausführungen sei hier eine Darstellung (Abb. 2) der mittleren Höhenlage der 500 mb-Fläche längs 55° N gegeben,

[1] PRANDTL hat den topographischen Effekt der Gebirge schon 1942 in allgemein dynamischer Weise behandelt [*25*]; er leitet eine antizyklonale Auslenkung der Strömung über den Gebirgen ab, wobei der Ablenkungswinkel um so mehr wächst, je geringer die quer zum Gebirge verlaufende Strömung ist. Aber bereits vorher zeigte V. W. EKMAN [*34*] — für den Hin-

dem niedrigsten Breitengrad, der in den Zirkumpolarkarten des Täglichen Wetterberichtes von Bad Kissingen noch vollständig erfaßt wird. Die vierteljährlich (Dezember 1948 bis August 1952) zusammengefaßten Schnitte zeigen die jahreszeitlichen Änderungen ebenso wie die permanenten Anomalien. Die Diskussion des thermischen Faktors durch Sutcliffe [6] und Wippermann [8] beschränkt sich auf die unterschiedlichen thermischen Einflüsse der Land-Meerverteilung. Die neueren aerologischen Daten aus der Arktis zeigen aber, daß diese Deutung nicht ganz zureichend ist; so liegen im Sommer über dem kanadischen Archipel die Temperaturen in der Schicht 700 bis 300 mb tiefer als über der ganzen Nordhalbkugel [10, Tabelle 9], obwohl die Bodentemperaturen dort trotz der langen Vereisungsdauer höher sind als im europäischen Polarmeer oder an der sibirischen Nordküste. In allen Jahreszeiten treten hier eng konzentrierte Kältepole auf, die gar nicht selten südlich des Polarkreises liegen (so im Februar 1949 und im Januar 1950), zu deren Erklärung Strahlung und Austausch vom Untergrund her keinesfalls mehr ausreichen.

Anderseits wurde bereits bei der Zugspitzfeier 1950 [1] darauf hingewiesen, daß die „dynamische" *Rolle* der *Gebirge* offenbar teilweise in *thermischen Faktoren* begründet sei, die auch außer dem topographischen Einfluß [4] eine antizyklonale Auslenkung der Zonalströmung veranlassen. Die dort nur qualitativ vorgebrachten Argumente können jetzt erweitert und zum Teil zahlenmäßig abgeschätzt werden. Es gibt in den Gebirgen stationäre Wärmequellen und -senken, die qualitativ schon lange bekannt sind.

I. Einfluß der „Massenerhebung" auf den Strahlungs- und Wärmehaushalt.

Wenn die Heizfläche der Atmosphäre hoch liegt, dann fallen die durch Dunst und Wasserdampf stark getrübten Schichten der Atmosphäre für den Strahlungshaushalt fort. So steigt die direkte Sonnenstrahlung im Mittel von sechs Flugzeugaufstiegen [11] von 0,98 gcal cm^{-2} min^{-1} am Boden auf 1,40 in 3000 m, 1,54 in 5000 m und 1,64 gcal cm^{-2} min^{-1} in 8000 mb an. Die (kurzwellige) Himmelsstrahlung nimmt [12] an wolkenlosen Tagen in 3000 m zwar auf 0,56 bis 0,76 ihres Bodenwertes ab, an sonnenlosen Tagen dagegen auf das 2,5- bis 2,76fache zu, so daß eine Zunahme der Globalstrahlung mit der Höhe gesichert ist; ihr Betrag dürfte vom Boden auf 3000 m mindestens um 40 bis 50% zunehmen. Die atmosphärische Gegenstrahlung ist eine Funktion des Dampfdrucks; ihr Betrag

weis auf diesen Autor bin ich Prof. A. Defant sehr dankbar — daß eine Strömung, die in Richtung ansteigenden (abfallenden) Geländes fortschreitet, die Tendenz zu antizyklonaler (zyklonaler) Drehung erfährt; dieses für Meeresströmungen abgeleitete Ergebnis wandte Ekman auch auf die Atmosphäre an. Die wahre Bedeutung dieser topographischen Ablenkung erhellte aber erst im Zeitalter der Aerologie, wo der überraschende Befund quasistationärer Anomalien der mittleren Höhenströmung eine neuartige Deutung erzwang [4, 5, 9, 24].

nimmt daher (vgl. [*13*], Abb. 204b) mit der Höhe rasch ab. Die effektive Ausstrahlung bleibt nach Lauscher [*13a*] in den Ostalpen mit der Höhe ziemlich konstant. Auch die Zahlenrechnungen von Albrecht [*14*] zeigen, daß diese Zunahme über Lindenberg (Abb. 3) und über dem tropischen Atlantik (Tabelle 14) nur wenige Prozent pro Kilometer beträgt. Diese Abschätzung führt zu dem Schluß, daß in der unteren Troposphäre die *Einstrahlung* auf eine feste Oberfläche viel rascher mit der Höhe zunimmt als die effektive *Ausstrahlung*. Nach diesen Überlegungen müßte also die *Atmosphäre* über *Gebirgen* und *Hochplateaus* allgemein *wärmer* sein als in deren *Umgebung*, um so mehr, je höher die Heizfläche liegt. Das gilt in erster Linie für die Gebiete, in denen die Einstrahlung zeitlich überwiegt; im Winterhalbjahr höherer Breiten müßte diese Betrachtung einer rechnerischen Kontrolle unterzogen werden. Eine vergleichende quantitative Untersuchung des Wärmehaushaltes als Funktion der Meereshöhe der Oberfläche, der Breite und der Jahreszeit wäre sehr erwünscht.

In subtropischen Breiten ist diese Wärmequelle zweifellos stark wirksam. Auf der Nordhalbkugel gibt es — wenn wir vom Hoggar-Gebirge in der zentralen Sahara absehen — zwei große Hochplateaus in diesen Breiten: das sind die zentralasiatischen Hochländer, besonders Tibet und Tschangtang, wo ein Gebiet von 1700 km Länge und 600 bis 800 km Breite über 4000, vielfach sogar über 5000 m hoch liegt, und das ist in wesentlich geringerem Ausmaß das Hochland der südwestlichen Vereinigten Staaten von Nordamerika (einschließlich Nordmexikos, wo ein thermisch bedingtes Höhenhoch schon lange bekannt ist). Auf der Südhalbkugel wären die innerandinen Hochplateaus in rund 4000 m sowie Teile Südafrikas zu nennen.

Besonderes Interesse verdient *Zentralasien*, wo wir aus den vorhandenen Expeditionsbeobachtungen Rückschlüsse für die dreidimensionale Klimatologie ziehen und dabei gleichzeitig eine empfindliche Lücke in unserem aerologischen Netz einigermaßen [*31*] schließen können. Wir beschränken uns dabei auf die Hochsommermonate Juli-August und die Mittagsbeobachtungen, die unter der Annahme adiabatischen Vertikalaustauschs Rückschlüsse auf die freie Atmosphäre zulassen. Dabei sind die Untersuchungen von Woeikof [*15*], von Ficker über den Pamir [*16*] und von Bleeker [*17*] über den Karakorum zu nennen, denen wir einige Einzelheiten entnehmen können. Das Hauptgewicht liegt aber bei einer Bearbeitung der meteorologischen Ergebnisse der Sven-Hedin-Expeditionen 1896 bis 1908, die von Ekholm [*18*], [*19*] publiziert wurden; sie beziehen sich gerade auf den zentralen Teil Tibets in Meereshöhen von rund 5000 m. Tabelle 1 gibt für den Hochsommer die klimatologischen Mittagsbeobachtungen und die daraus errechenbaren aerologischen Daten wieder, wobei bis zur Kondensationsbasis trockenadiabatische, darüber feuchtadiabatische Schichtung angenommen wurde. Diese Annahme ist sicher richtig bei starkem Vertikalaustausch — sämtliche Reiseschilderungen betonen die große Häufigkeit konvektiver Schauer im Sommer — und starker Bewölkung. Unsere Rechnung (Tabelle 1) beschränkt sich —

Tabelle 1. *Mittagsbeobachtungen in Zentralasien (Juli-August) und berechnete aerologische Größen.*

Expedition bzw. Station	Mittlerer Ort			Terminmittel 13 Uhr				Kond. Höhe (rel.)	0°-Grenze	500 mb-Niveau		Quelle
	φ	λ	h	p (mb)	t (°C)	RF (%)	m (g/kg)			Temp.	Höhe	
Visser 1922, 1929/30 ..	35° N	78° E	5000 m	(556)	8,9	49	6,4	1130	5850	0,0°	5850	[17]
Hedin 1907/08[1]	31°	81°	4982	558	10,9	50	7,4	1220	6110	+ 2,1°	5887	[19]
Hedin 1901[1]	35°	89°	5086	550	11,8[4]	51	8,1	1180	6320	+ 4,2°	5872	[18]
Hedin 1896—1900[1] ...	35°	90°	4960	558	10,6	47	6,8	1240	6060	+ 1,9°	5864	[18]
Prschewalski 1872 f..	34°	97°	4330	(602)	13,7	(55)	(9,1)	(1000)	6020	+ 0,8°	5855	[15]
Filchner 1904[1]	35°	99°	4394	597	9,0	63	7,6	820	5420	— 2,2°	5837	[32]
Lhasa[2] 1935—1938 ...	29,7°	91,0°	3732	646	22,5	32	8,7	2030	6200	+ 1,6°	5866	[21]
Leh[2].....	34,2°	77,7°	3506	664	22,8	35	9,5	1940	6220	+ 1,7°	5865	[22]
Pamirski Post[3]	38,2°	74,0°	3640	657?	18,7	32	6,7	2020	5540?	— 2,2°	5893?	[16]
Tian-Schanskaja	41,9°	78,2°	3605	657	8,8	44	3,7	1360	4510	— 9,0°	5785	[31]

[1] Auswahl von Terminen mit mindestens $^7/_{10}$ Bewölkung. — [2] Beruht auf Tagesmaxima. — [3] Druck offenbar 2 bis 3 mb zu hoch. — [4] Wegen Versagens des Aspirators wohl etwas zu hoch.

soweit Extensowerte verfügbar — auf Termine mit $\geqq {}^7/_{10}$ Bewölkung, während bei heiterem Wetter mit überadiabatischer Schichtung bis etwa 120 m Höhe [20] gerechnet werden muß. Der in letzterem Falle entstehende Fehler beträgt jedoch maximal 1 bis 2° C und kann — wie auch ein Vergleich mit den Klimastationen Lhasa [21] und Leh [22] lehrt — offenbar vernachlässigt werden. Die Berechtigung unserer Annahme adiabatischer Schichtung ergibt sich aus einer Arbeit von W. Peppler [23].

Aus den angegebenen Datenläßt sich das Kondensationsniveau, das 500 mb-Niveau und die 0°-Grenze mit ausreichender Genauigkeit errechnen, wobei das neuberechnete Strüve-Diagramm zugrunde gelegt wurde. Es ergibt sich hieraus mit Sicherheit, daß die *Temperatur im 5- bis 6 km-Niveau* über Tibet im Hochsommermittel *höher* liegt als *irgendwo anders* auf der Erde; an keiner anderen Stelle steigt die 0°-Grenze über 500 mb oder gar über 6000 m an (Tabelle 2). In dem vor zwei Jahren gegebenen Schnitt [1] längs 32° Breite müssen hier die isothermen Flächen im Sommer demzufolge noch um mindestens 500 m hinaufgesetzt werden. Die extrem hohen Temperaturen schieben die Isopotentialen

weit nach N vor; die Existenz eines selbständigen *Hochkerns* in 5 km über dem Tibet — etwa 33° N, 90° E, NNW Lhasa, etwas verschoben gegenüber der [*24*, Abb. 23] für 500 mb angegebenen Lage — wird auch durch Auswertung der 13h-Windbeobachtungen Hedins bewiesen. Eine ausführliche Diskussion dieser Untersuchungen im Zusammenhang mit dem Monsunproblem sei für eine andere Gelegenheit vorbehalten. Der Betrag, um den die Troposphäre in 400 bis 600 mb über dem tibetanischen Hochland wärmer ist als in gleicher Breite in der Umgebung, muß für den Sommer auf 3 bis 4° C abgeschätzt werden. Dem entspricht eine Zunahme der absoluten Topographie um rund 40 gpm, die sich nach oben erhöht; hieraus resultiert die völlige Umkehr der Strömung über Indien [*24*], wo im Hochsommer östliche Winde von 7 km bis mindestens 26 km Höhe absolut vorherrschen. Auf die hiermit korrespondierenden hohen Lagen der Schnee- und Vegetationsgrenze [*17*, *21*] braucht hier nur kurz hingewiesen zu werden.

Tabelle 2. *Mittelwerte für das 500 mb-Niveau (Juli-August).* (H — Höhe in gpm, t — Temperatur in ° C, m = Mischungsverhältnis in g/kg).

Ort	φ (N)	λ	Zeitraum	Typ*	H_{500}	t_{500}	m_{500}
Phoenix (Arizona) . .	33,4°	112,0 °W	1949—1951	S	5907	—6,8	2,0
Aoulef (Sahara) . . .	27,1	1,1 °E	1950—1951	S	5920?	—7,2	1,5
Habbaniyah (Irak) .	33,4	43,1	1950—1951	S	5873	—5,8	2,9
Bahrein (Arabien) .	26,2	50,4	1950—1951	S	5891	-2,7	2,0
Peshawar (Indien) .	34,0	71,6	1927—1936	F	(5790)	—2,2	3,5
New Delhi (Indien) .	28,6	77,2	1949—1951	S	5832	—2,4	5,0
Agra (Indien)	27,2	78,0	1929—1938	R	5860	-0,4	5,5
Hong Kong (China)	22,3	114,2	1949—1951	S	5858	—3,0	3,6
Kagoschima (Japan)	31,6	130,5	1949—1951	S	5838	—4,5	3,0
Exp. Hedin (Tibet)	31	81	1907—1908	K	5887	+2,1	7,4
Exp. Hedin (Tibet)	35	90	1896—1900	K	5864	+1,9	6,8
Lhasa (Tibet)	29,7	91,0	1935—1938	K	5866	+1,6	8,6

* S = Radiosonde, F = Flugzeugaufstieg, R = Registrierballon, K = Klimabeobachtungen am Boden (Rechnung vgl. Tabelle 1).

Die homologen Gebiete der *Südhalbkugel* erzeugen offenbar ebensolche Massenerhebungseffekte. Hierzu gehört das Hochland von Südafrika, über dem sich nach W. Schmitt [*24a*] in jedem Sommermonat ein Höhenhoch ausbildet, das die planetarische Frontalzone polwärts abdrängt, und von einem markanten Höhentrog im Raum von Madagaskar (~ 50° E) gefolgt wird. Das entsprechende Höhenhoch über den subtropischen Hochländern Südamerikas — in Bolivien und NW-Argentinien liegt die „Puna" auf weiten Flächen oberhalb 4000 m — ist aerologisch bisher noch nicht ausreichend belegt. Schwerdtfeger [*24b*] betont jedoch die Kopplung des thermischen Tiefs mit einem Höhenhoch auf Grund der Heizung vom Boden her. Der von den Anden ausgelöste Trog wurde bereits aus dem Vergleich der Höhenwinde und Zyklonenzugbahnen über

der südamerikanischen Ostküste und dem Wolkenzug über Tristan da Cunha [*1*] vermutet [*30*]; die Karten von Schmitt [*24a*] ergeben (hier unsicher) einen schwächeren Trog etwa bei 30° W. Aus den von Knoche [*33*] gegebenen Beobachtungen einer Hochstation der Anden (17,1° S, Höhe nach Knoche 5233 m, aber offenbar um über 100 m zu hoch) ergibt sich in 500 mb eine Temperatur von — 4°, die ebenfalls 3 bis 4° über dem Breitenkreismittel liegt. Die Beobachtungen der Hochstationen La Quiaca (Argentinien), La Paz (Bolivien) u. a. liefern ähnliche Werte.

II. Einfluß der freiwerdenden Kondensationswärme der Stauniederschläge.

Eine zweite, ganzjährig wirksame Wärmequelle ist die an der Luvseite der Gebirge bei den Stauniederschlägen freiwerdende Kondensationswärme. Nehmen wir eine zusätzliche, lediglich durch Gebirgsstau hervorgerufene Niederschlagsmenge von 1095 mm Jahr — 3 mm 24^h an — dieser Wert ist zweifellos nicht zu hoch geschätzt — dann liefert diese Wassermenge einen Wärmegewinn von 180 cal 24^h. Verteilen wir diesen nur auf die hauptsächlich beteiligte Schicht zwischen 900 und 500 mb, so liefert dies eine Temperaturerhöhung von $1{,}8^c$ 24^h, also eine Zunahme der relativen Topographie 500/1000 mb um 36 gpm. Selbstverständlich wirkt diese Zunahme nicht dauernd; sie wird nach einiger Zeit durch entsprechende Erhöhung der Ausstrahlung wieder ausgeglichen. Die Geschwindigkeit der Erwärmung durch freiwerdende Kondensationswärme liegt bei Aufgleitregen in der Größenordnung $0{,}3°\ ^h$, bei Gewitterregen bei $3^c/^h$; dagegen beträgt die Abkühlungsgeschwindigkeit durch Ausstrahlung an der Wolkenoberfläche — die sich bei feuchtadiabatischer Schichtung auf die ganze Wolkenluft verteilt — bei Cb- oder Ns-Massen rund $0{,}02°/^h$, liegt also um eine bis zwei Zehnerpotenzen niedriger (vgl. 14). Bei stabiler bzw. feuchtstabiler Schichtung dürfen die adiabatischen Effekte nicht vernachlässigt werden; die Summe der Vertikalbewegungen kann jedoch beim Überschreiten eines Gebirges praktisch gleich Null gesetzt werden, da der Stau- bzw. Föhneffekt ja bereits berücksichtigt ist.

Der Wärmehaushalt der Atmosphäre braucht also zum Ausgleich der irreversibel freigewordenen Kondensationswärme ein Vielfaches der Niederschlagsdauer. In dieser Zeit wird die freigewordene Kondensationswärme mit der Strömung über das Gebirge weit hinweggeführt, und wirkt sich daher großräumig aus. Schätzen wir diese Zeit — sicher nicht zu hoch - zu 12 Stunden, so erfährt bei einer mittleren Strömung von 15 m/sec eine Strecke von 650 km Länge eine Erwärmung relativ zur Umgebung, deren Betrag von der gefallenen Niederschlagsmenge abhängt, und die eine entsprechende antizyklonale Krümmung der Höhenisobaren erzeugt. Dieser Mechanismus entspricht durchaus einem Gedankengang von L. Prandtl [*25*, *25a*]. Zwar erwies es sich als unmöglich, den Kondensationseffekt zur Deutung der Jet-stream-Bildung heranzuziehen, da er (im Widerspruch zur Erfahrung) die Düsenströmung auf der kalten Seite der Niederschlagszone ergab (vgl. [*24*], S. 16): wie die obigen Zahlen be-

reits andeuten, liefert eine quantitative Abschätzung hierzu auch zu geringe Beträge.

Aber dieser Stau- und Föhneffekt ist offenbar geeignet, einen Teil der im statistischen Mittel beobachteten antizyklonalen Auslenkung der Westdrift über den Gebirgen zu erklären: der Auftrieb der freiwerdenden Kondensationswärme in den ausgeregneten Luftmassen *schwächt*, gemeinsam mit dem Effekt der Massenerhebung, im *Luv* die Strömung und *ver-*

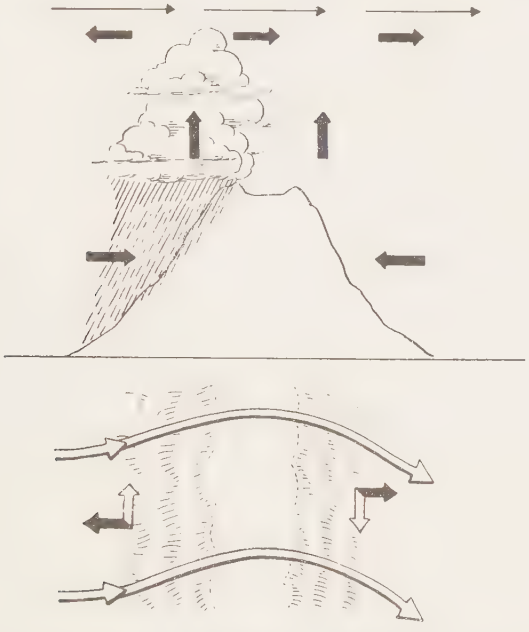

Abb. 3. Einfluß eines Gebirges auf die Höhenströmung (Nordhalbkugel); kurze schwarze Pfeile = thermisch induzierte Windkomponenten, kurze hohle Pfeile = zugehörige Coriolisbeschleunigung.

stärkt sie im *Lee*. Diese Zusatzkomponente erteilt der Luft im Luv (Lee) eine *Coriolisbeschleunigung* nach der kalten (warmen) Seite hin; hieraus ergibt sich *über dem Gebirge* eine *antizyklonale Krümmung*, im *Lee* dagegen der *Ansatz* eines *Höhentroges* (Abb. 3).

Damit haben wir zwei verschiedene Vorgänge, durch die ein Hochgebirge als Wärmequelle in der freien Atmosphäre wirken kann. Während der Massenerhebungseffekt (I) sich vorwiegend auf die niedrigen Breiten bzw. auf das Sommerhalbjahr bezieht, ist der Staueffekt (II) ganzjährig und in allen Breiten wirksam. Die ozeanischen Westküsten der höheren Nordbreiten haben — wegen der jahreszeitlichen Zunahme der Westdrift — häufig Wintermaxima der Niederschläge, so daß die ganzjährige antizyklonale Auslenkung der Westdrift über den Felsengebirgen und Westeuropa im Winter mehr auf II, im Sommer mehr auf I zurückzuführen ist. Der Kondensationseffekt hängt — im Gegensatz zu I — nur in geringem

Maß von der absoluten Meereshöhe ab; so fallen auf den Britischen Inseln im Stau von nur 1000 bis 1300 m hohen Gebirgen Niederschlagsmengen von 4 bis 6 m jährlich gegenüber einem Breitenmittel von etwa 1 m. Aus diesem Grunde ist auch die Wirkung der Alpen klein gegenüber der der wesentlich niedrigeren Gebirgszüge an der Westküste Europas, von der Sierra da Estrella in NW-Spanien über die Britischen Inseln bis nach Mittelnorwegen hin. Die enorme Niederschlagsmenge des indischen „Sommermonsuns" im östlichen Himalaya (6 bis 12 m) läßt sich im 500 mb-Niveau mit großer Wahrscheinlichkeit erkennen. Der Massenerhebungseffekt scheidet auf der anderen Seite dort aus, wo hochgehobene Oberflächen wegen ihrer Eis- oder Schneebedeckung gar nicht als Heizfläche wirken können, sondern während des größten Teils des Jahres eine „nivale" Inversion [*10*] ausbilden. Aus diesem Grund dürften auch die Ergebnisse Tollners [*26*], der keine Temperaturerhöhung in den inneren Alpen fand, nicht im Widerspruch zu unseren Resultaten stehen; die hier unter I angewandte Rechenmethode ist nur in unvergletscherten flacheren Gebirgslagen zulässig. Es besteht, worauf auch Tollner hinweist, ein erheblicher Unterschied zwischen den stets — wegen der erzwungenen Vertikalbewegung — zu kalten Gipfelstationen und den Tal- bzw. Plateaulagen. Der Effekt der Massenerhebung bezieht sich bekanntlich [*27*] nur auf letztere; anderseits ist der von Tollner benützte Frühtermin (7 Uhr) wegen der häufigen Inversionsbildung im Gegensatz zum Mittagstermin nicht repräsentativ. Die erheblichen Abweichungen, die Bleeker [*17*] zwischen dem kühleren Hunzagebiet und dem Ostkarakorum angibt, dürften zum Teil auch auf diesen Faktor zurückgehen.

Schlußbemerkungen.

Mit den unter I und II erörterten Effekten haben wir zwei thermische Faktoren gefunden, die — im Gegensatz zu dem vielfach allein erörterten [*6*, *8*], jahreszeitlich sein Vorzeichen wechselnden Wärmeaustausch zwischen der Atmosphäre und Land bzw. Meer — ganzjährig meist in derselben Richtung wirken. Eine quantitative Abschätzung der einzelnen Faktoren, die wir unter A bis C zusammengefaßt haben, ergibt (vgl. Wippermann [*9*]) die gleiche Größenordnung. Damit gelangt die bisher allzu einseitig geführte Diskussion [*1*, *4* bis *8*, *24*] heute zu einer Synthese, deren Hauptaufgabe in der zahlenmäßig vergleichenden Abschätzung der regional und jahreszeitlich unterschiedlichen Einflüsse bestehen wird.

Unsere Betrachtung hat gezeigt, daß der Massenerhebungseffekt und der Kondensationseffekt beide eine *großräumige Erwärmung* der *unteren Troposphäre* um einige Grad hervorbringen; dieser Betrag reicht — *zusammen* mit dem *topographischen Einfluß* der Neigung der Erdoberfläche — aus, um die im statistischen Mittel zu beobachtende *antizyklonale Krümmung der Isopotentialen des Druckes und der Stromlinien* über den großen Gebirgsregionen hervorzurufen. Daß der dynamisch-topographische Faktor [*4*, *5*] nicht vernachlässigt werden darf, geht auch aus den hochinteressanten Laboratoriumsversuchen von Fultz [*28*] und Long [*29*]

hervor, die bei Westströmung eine antizyklonale Krümmung der Stromlinien über dem Hindernis und Wellenbildung in Lee fanden, dagegen bei Ostströmung nur eine antizyklonale Krümmung; allerdings ist die Übertragbarkeit dieser zweidimensionalen hydrodynamischen Modellversuche auf die Atmosphäre noch ungeklärt. Daß auch ein *Rauhigkeitsparameter* nicht vernachlässigt werden darf, wurde schon 1951 [*30*] auf Grund der ersten Ergebnisse Essenwangers [*2*] betont, der[1] für die Wanderungsgeschwindigkeit der langen Wellen über dem Atlantik um 20 bis 30% höhere Werte fand als über Amerika und Eurasien. Dieses Ergebnis muß sich auch bei der mittleren Höhenlage einer isobaren Fläche auswirken: jedem Synoptiker sind die (hiermit identischen) Unterschiede zwischen der Ausbreitung einer Kältewelle über See und über dem gekammerten Gebirgsland Europas wohl vertraut. Hier haben wir aufgezeigt, daß bei den thermischen Faktoren A und B ebenfalls ortsfeste, jahreszeitlich ihr Vorzeichen beibehaltende Anteile beteiligt sind; die übrigen thermischen Einflüsse wurden bereits oben erwähnt.

Eine *vollständige Diskussion* des Problems der quasistationären Höhentröge und -rücken darf offensichtlich *keinen* dieser ganz verschiedenartigen *thermisch-dynamischen Effekte vernachlässigen*; ihre exakte quantitative Ermittlung bleibt eine Aufgabe der Zukunft. Für die theoretische Deutung der allgemeinen Zirkulation ist es daher notwendig, den Rechnungen die wahre, *barokline* Atmosphäre zugrunde zu legen, und die nichtadiabatischen — besser „*diabatischen*" — Vorgänge sowie die Gestaltung des Untergrundes mitzuberücksichtigen.

Literaturverzeichnis.

1. Flohn, H.: Hochgebirge und allgemeine Zirkulation. Ber. Dt. Wetterdienst US-Zone **31**, 17—23 (1952).

2. Essenwanger, O.: Statistische Untersuchungen über die Verlagerung von Höhentrögen und -rücken. Vortrag Met. Ges. Hamburg 25. 8. 1952.

3. Rex, D. F.: Blocking action in the middle troposphere and its effect upon regional climate. II. The climatology of blocking action. Tellus **2**, 275—301 (1950).

3a. Brezowsky, H., H. Flohn, P. Hess: Some remarks on the climatology of the blocking action. Tellus **3**, 191—194 (1951).

4. Charney, J. G. und A. Eliassen: A numerical method for predicting the perturbations of the middle latitude westerlies. Tellus **1**, Nr. 2, 38 (1949).

5. Bolin, B.: On the influence of the earth's orography on the general character of the westerlies. Tellus **2**, 184—195 (1950).

6. Sutcliffe, R. C.: Mean upper contour patterns of the northern hemisphere — the thermal-synoptic view-point. Quart. Journ. Roy. Met. Soc. **77**, 435—440 (1951).

[1] Inzwischen hat eine Überprüfung dieses Resultats ergeben, daß dieses Ergebnis offenbar großenteils auf die Unterschiede der Zonalkomponente der Höhenströmung zurückgeführt werden muß; Einzelheiten wird eine spätere Veröffentlichung Esswangers bringen.

7. Scherhag, R.: Vortrag Met. Ges. Kissingen 1. 2. 1952.
8. Wippermann, F.: Zur Frage des Einflusses der Land- und Meerverteilung auf die Lage der quasistationären Tröge in einer atmosphärischen Zonalzirkulation. Arch. Met. Geoph. Biokl. **A 4**, 112—121 (1951).
9. — Die Konfiguration mittlerer Höhenströmungsfelder und ihre Ursachen. Tellus **4**, 112—117 (1952).
10. Flohn, H.: Zur Aerologie der Polargebiete. Meteor. Rundsch. **5**, 81—87, 121 bis 128 (1952).
11. Krug-Pielsticker, U.: Messungen der Sonnenstrahlung bei Flugzeugaufstiegen bis 9 km Höhe. Ber. Dt. Wetterdienst US-Zone **8** (1949).
12. Steinhauser, F.: Über die Abhängigkeit der Sonnen- und Himmelsstrahlung von der Höhe in den Ostalpen. Ann. Meteorol. **1951**, 109—114.
13. Linke, F.: Handbuch der Geophysik, Band VIII (1943).
13a. Lauscher, F.: Dampfdruck und Ausstrahlung in einem Gebirgsland. Gerlands Beitr. Geophys. **51**, 234—249 (1937).
14. Albrecht, F.: Untersuchungen über den Wärmehaushalt der Erdatmosphäre und seine thermodynamische Bedeutung. Ber. Dt. Wetterdienst US-Zone **17** (1950).
15. Woeikof, A.: Das Klima Central-Asiens nach den Beobachtungen von Prschewalsky. Meteorol. Z. **1896**, 49—61, 90—100.
16. Ficker, H. v.: Untersuchungen über die meteorologischen Verhältnisse der Pamirgebiete. Denkschr. Akad. Wiss. Wien, Math.-Naturw. Kl. **97** (1919).
17. Bleeker, W.: Meteorologisches zu den drei holländischen Karakorum-Expeditionen. Proc. Kon. Ak. Wet. Amsterdam **39** (1936).
18. Hedin, S.: Scientific Results of a Journey in Central Asia 1899—1902. Vol. V, Stockholm 1905—1907.
19. — Southern Tibet. Vol. VI, 1, Stockholm 1920.
20. Brocks, H.: Über den täglichen und jährlichen Gang der Höhenabhängigkeit der Temperatur in den unteren 300 m der Atmosphäre und ihren Zusammenhang mit der Konvektion. Ber. Dt. Wetterdienst US-Zone **5** (1948).
21. Lu, A.: A brief survey of the climate of Lhasa. Quart. Journ. Roy. Met. Soc. **65**, 297—302 (1939).
22. India Meteorological Memoirs **17**, 1 (1904); **22**, 3 (1914).
23. Peppler, W.: Beiträge zur Physik des Cumulus. Beitr. Phys. fr. Atmosph. **10**, 130—150 (1922).
24. Flohn, H.: Studien zur allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre. Ber. Dt. Wetterdienst US-Zone **18** (1950).
24a. Schmitt, W.: Preliminary absolute topography 500 mb, Southern Hemisphere 70° W to 120° E Summer 1951/52. Notos (Pretoria) **1**, 7—17 (1952).
24b. Schwerdtfeger, W.: Das thermische Tief im Nordwesten Argentiniens. Meteorol. Rundsch. **4**, 49—52 (1951), sowie An. Soc. Cient. Arg. **151** (1951).
25. Prandtl, L.: Führer durch die Strömungslehre (1942), 3. Aufl. 1949, S. 333 f.
25a. — Wettervorgänge in der Troposphäre. Nachr. Ak. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Kl. 1949, 13—18.
26. Tollner, H.: Der Einfluß großer Massenerhebungen auf die Lufttemperatur und die Ursachen der Hebung der Vegetationsgrenzen in den inneren Ostalpen. Arch. Met. Geoph. Biokl. **B 1**, 347—372 (1949).
27. Hann-Knoch: Handbuch der Klimatologie. 4. Auflage (1932), S. 235 f.

28. Fultz, D.: Experimental studies related to atmospheric flow around abstacles. Geofisica pura e applicata **17**, 1—8 (1950), vgl. auch Tellus **3**, 61—68 (1951).
29. Long, R. R.: The flow of a liquid past a barrier in a rotating spherical shell. Journ. Meteorol. **9**, 187—199 (1952).
30. Flohn, H.: Probleme der großräumigen Synoptik. Ber. Dt. Wetterdienst US-Zone **35**, 12—23 (1952).
31. — Zum Klima der Hochgebirge Zentralasiens. Meteorol. Rundsch. **1**, 95—97 (1947).
32. Elsner, G. v.: Wiss. Ergebnisse der Expedition Filchner nach China und Tibet. IX. Band (1908).
33. Knoche, W.: Beobachtungen in der Aguila-Mine usw. Publ. Inst. Meteor. Geofis. Chile **1**, (1911); Ref. Meteorol. Z. **1912**, 235.
34. Ekman, V. W.: Über die Beeinflussung der Windbahnen durch Gebirge. Beitr. Phys. fr. Atmosph. **19**, 272—276 (1932).

551.543.1

(New York University, Department of Meteorology[1].)

On the Oscillations of the Atmosphere.

By

Wan-cheng Chiu.

Summary. The effect of the zonal wind, having a constant angular velocity, upon the periods of an incompressible and homogeneous fluid, and upon an autobarotropic atmosphere is studied. The effect is found to be small for the roots of the first class, and larger for the roots of the second class.

In the autobarotropic case, the equivalent depth of the atmosphere, which is independent of the lapse rates of the autobarotropic layers when the zonal wind is not present, is found to depend also on the lapse rate of the lowest layer when the zonal wind is present. The effect due to this lapse rate on the periods of the first class, when the zonal wind is held at a certain reasonable speed, is found to be similar to that due to the zonal wind itself.

The effect on the positive period of the first class wave, that resembles the solar semidiurnal wave, due to the zonal wind or to the lapse rate is small and within the range of the tuning required by the resonance theory. Thus the resonance theory is further strengthened by this study.

Zusammenfassung. Es wird der Einfluß einer zonalen Strömung von konstanter Winkelgeschwindigkeit auf die Schwingungsperioden einer inkompressiblen homogenen Flüssigkeit und einer autobarotropen Atmosphäre untersucht. Es zeigt sich nur ein geringer Einfluß auf die Lösungen erster Klasse der Frequenzgleichungen, aber ein größerer Einfluß auf die Lösungen zweiter Klasse. Im autobarotropen Fall ist die äquivalente Höhe der Atmosphäre beim Fehlen einer zonalen Strömung vom vertikalen Temperaturgradienten der autobarotropen Schichten unabhängig; sie wird aber vom Temperaturgradienten der untersten Schicht beeinflußt, wenn Zonalwind herrscht. Der Einfluß des vertikalen Temperaturgradienten auf die Perioden der Lösungen erster Klasse ist bei mäßiger Zonalströmung dem Einfluß dieser Strömung selbst ähnlich. Die Beeinflussung der positiven Periode der Welle erster Klasse, die der halbtägigen Welle gleichkommt, durch die Zonalströmung oder durch den vertikalen Temperaturgradienten ist klein

[1] The research reported in this paper has been sponsored by the Geophysics Research Directorate of Air Force Cambridge Research Center, Air Research and Development Command, under Contract No. AF 19(122)—49.

und sie bleibt in dem durch die Resonanztheorie geforderten Rahmen. Damit wird durch diese Untersuchung die Resonanztheorie weiter bestätigt.

Résumé. On étudie l'influence d'un courant zonal de vitesse angulaire constante sur les périodes d'oscillation d'un fluide homogène incompressible et d'une atmosphère autobarotrope. Il n'y a qu'un faible effet sur les solutions de première classe des équations de fréquence, mais un effet plus important sur les solutions de deuxième classe. Dans le cas d'autobarotropie, la hauteur équivalente de l'atmosphère en l'absence d'un courant zonal est indépendante du gradient vertical de température des couches autobarotropes; mais s'il y a vent zonal, elle subit l'influence du gradient de température de la couche inférieure. L'effet des gradients verticaux de température sur les périodes des solutions de première classe avec courant zonal modéré est similaire à celui de ce courant lui-même. L'effet du courant zonal ou des gradients verticaux de température sur la période positive de l'onde de première classe, identique à l'onde semi-diurne, est faible et elle reste dans le cadre exigé par la théorie de la résonnance; cette dernière trouve donc dans la présente étude une nouvelle confirmation.

I. Introduction.

The oscillation of the atmosphere, with its amazingly large component of a 12 solar hour period, that cannot be accounted for by the equilibrium theory of the tides, has always been of particular interest to physicists and meteorologists. The resonance theory advanced by KELVIN (1882) in order to explain this peculiar semidiurnal oscillation, through the efforts of MARGULES (1891, 1892), LAMB (1910), TAYLOR (1936), PEKERIS (1937) and many others, is now on its way to being well established. PEKERIS' paper, which may be considered as the one that gives the resonance theory the most substantial support, assumes that the undisturbed temperature field is not a function of latitude, and that the undisturbed state of the atmosphere is a state of rest. These assumptions, however, do not resemble the actual situation at the important lower layers of the atmosphere, where the observations reveal that there exists, more or less constantly, a westerly flow and a temperature decrease from the equator toward the poles. It is the purpose of this study to take into account the effect of the presence of some wind system on the periods and the modes of the atmospheric oscillations, and to discuss how this effect would influence the resonance theory. To achieve this end, an incompressible fluid and an autobtraroopic atmosphere with layers of constant lapse rate are used and a simple zonal wind of constant angular velocity is imposed in the undisturbed state. The results of these studies are shown and discussed in sections 3 and 4.

II. The equations of the undisturbed and disturbed motions.

Let ϑ represent the colatitude, positive southward; λ the longitude, positive eastward; r the radius vector from the center of the earth, positive outward; and u, v and w the velocity components along ϑ, λ and r directions, respectively.

The undisturbed wind distribution is assumed to be of the form

$$V = \alpha\, a \sin\vartheta, \qquad U = W = 0, \tag{1}$$

where α, the angular velocity of the wind, is considered constant. The undisturbed temperature is assumed to be a linear function of height, i. e.

$$\frac{\partial T}{\partial r} = -\gamma, \tag{2}$$

where γ, the lapse rate, is a constant in each layer of the atmosphere although it may have different values in different layers.

With the above assumptions, the equations of the undisturbed motion are characterized by

$$(\alpha^2 + 2\,\omega\,\alpha)\, a \sin\vartheta \cos\vartheta = \frac{1}{Q}\frac{\partial P}{a\,\partial\vartheta}, \tag{3}$$

$$g = -\frac{1}{Q}\frac{\partial P}{\partial r}, \tag{4}$$

$$P = R\,Q\,T \tag{5}$$

and $\frac{\partial P}{\partial\lambda} = \frac{\partial Q}{\partial\lambda} = \frac{\partial T}{\partial\lambda} = 0$, if the undisturbed state is assumed to be independent of time.

From (3) and (4), it is obtained that

$$\frac{\partial(P, Q)}{\partial(r, \vartheta)} = 0. \tag{6}$$

This result is true regardless of the value of γ chosen, provided that the zonal wind is not considered a function of height. P and Q then are not independent of each other and there exists a relationship

$$P = f(Q),$$

which means that the atmosphere is barotropic in the undisturbed state. This statement can be applied to either a single layer or layers of the atmosphere.

From (2), (3), (4) and (5), it is found that

$$T_{\vartheta r} = T_{\vartheta_1 r_1} + \frac{\gamma}{g}(\alpha^2 + 2\,\omega\,\alpha)\, a^2 \frac{1}{2}(\sin^2\vartheta - \sin^2\vartheta_1) - \gamma\,(r - r_1), \tag{7}$$

$$P_{\vartheta r} = P_{\vartheta_1 r_1}\left(\frac{T_{\vartheta r}}{T_{\vartheta_1 r_1}}\right)^{g/R\gamma}, \tag{8}$$

$$Q_{\vartheta r} = Q_{\vartheta_1 r_1}\left(\frac{T_{\vartheta r}}{T_{\vartheta_1 r_1}}\right)^{\frac{g}{R\gamma}-1}, \tag{9}$$

where r and r_1 are in the same layer with r greater, equal to or smaller than r_1. The same situation applies to ϑ and ϑ_1. When the subscripts are not attached, it means that the quantity is taken at ϑ and r in general.

If the solutions of the perturbation quantities, designated by small letters, is assumed to represent certain fields travelling in the λ-direction, as $p(\vartheta, r)\, e^{i(\beta t + m\lambda)}$, then the perturbation equations in p and w are

$$\frac{1}{a \sin\vartheta}\left\{\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left[\frac{1}{a}\frac{i\beta' \frac{\partial p}{\partial\vartheta} + 2\omega' i m \cot\vartheta\, p + i\beta' \frac{1}{Q}\frac{\partial P}{\partial\vartheta}\frac{1}{g}\frac{\partial p}{\partial r}}{F'}\sin\vartheta\right] + \right.$$

$$\left. + \frac{im}{a}\frac{-\beta' \frac{m}{\sin\vartheta}\, p - 2\omega' \cos\vartheta \frac{\partial p}{\partial\vartheta} - 2\omega' \cos\vartheta \frac{1}{Q}\frac{\partial P}{\partial\vartheta}\frac{1}{g}\frac{\partial p}{\partial r}}{F'}\right\} =$$

$$= i\beta \frac{1}{g}\frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\partial (Q w)}{\partial r} \tag{10}$$

and

$$w = \frac{i\beta'\left(p + \frac{S^2}{g}\frac{\partial p}{\partial r}\right)}{S^2 \frac{\partial Q}{\partial r} - \frac{\partial P}{\partial r}} +$$

$$+ \frac{1}{g Q^2}\frac{\partial P}{\partial\vartheta}\frac{i\beta' \frac{\partial p}{\partial\vartheta} + 2\omega' i m \cot\vartheta\, p + i\beta' \frac{1}{Q}\frac{\partial P}{\partial\vartheta}\frac{1}{g}\frac{\partial p}{\partial r}}{a^2 F'}, \tag{11}$$

where $\beta' = \beta + m\alpha$, $\omega' = \omega + \alpha$, $F' = \beta'^2 - 4\omega'^2 \cos^2\vartheta$ and $S^2 = \frac{c_p}{c_v} R T$.

Equations (10) and (11) can be combined to form

$$\frac{1}{a \sin\vartheta}\left\{\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left[\frac{1}{a}\frac{\beta' \frac{\partial p}{\partial\vartheta} + 2\omega' m \cot\vartheta\, p + \beta' \frac{1}{Q}\frac{\partial P}{\partial\vartheta}\frac{1}{g}\frac{\partial p}{\partial r}}{F'}\sin\vartheta\right] + \right.$$

$$\left. + \frac{m}{a}\frac{-\beta' \frac{m}{\sin\vartheta}\, p - 2\omega' \cos\vartheta \frac{\partial p}{\partial\vartheta} - 2\omega' \cos\vartheta \frac{1}{Q}\frac{\partial P}{\partial\vartheta}\frac{1}{g}\frac{\partial p}{\partial r}}{F'}\right\} =$$

$$= \beta' \frac{1}{g}\frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r}\left\{Q \frac{\beta'\left[p + \frac{S^2}{g}\frac{\partial p}{\partial r}\right]}{S^2 \frac{\partial Q}{\partial r} - \frac{\partial P}{\partial r}} + \right.$$

$$\left. + \frac{\beta' \frac{\partial p}{\partial\vartheta} + 2\omega' m \cot\vartheta\, p + \beta' \frac{1}{Q}\frac{\partial P}{\partial\vartheta}\frac{1}{g}\frac{\partial p}{\partial r}}{a^2 F'}\frac{1}{g Q}\frac{\partial P}{\partial\vartheta}\right\}. \tag{12}$$

This equation, with only p as the dependent variable and ϑ and r as the independent variables, can be considered as the partial differential equation of the problem. When this equation with appropriate boundary conditions is solved, the other perturbation quantities can be obtained readily.

The boundary conditions of the problem, with the type of the solution sought, are

$$\begin{aligned} w &= 0 \quad \text{at the earth surface,} \\ p &= 0 \quad \text{at the top of the atmosphere.} \end{aligned} \tag{13}$$

The only boundary surfaces of the fluid are the earth surface and the upper surface of the fluid, when no internal boundary surfaces are introduced through some arbitrary assumptions. Every point in the fluid is a "material" point of the fluid, which should satisfy the equation of continuity, the only internal condition of a continuous medium. In this case, the equation of continuity has already been directly incorporated into the perturbation equation. There are no particular boundary conditions in the ϑ and λ directions necessary other than that the solutions should be finite and continuous.

The differential equation (12) and the boundary conditions (13) are written for the most general case of the baroclinic atmosphere. For the more special case, such as the autobarotropic atmosphere or an incompressible fluid, the only cases treated in the following sections, the physical equation need not be specified. Then one has only to use equation (10) instead of (12). The boundary conditions for those two special cases are still those given by (13).

III. The oscillations of an incompressible and homogeneous fluid.

In the case of an incompressible and homogeneous fluid the equation of state and the adiabatic equation are not necessary. For

$$Q = \text{constant and } q = \frac{1}{g}\frac{\partial p}{\partial r} = 0. \tag{14}$$

The equations of the undisturbed motion are equations (3) and (4) only. Hence

$$P_{\vartheta r} = P_{0a} + Q a^2 \alpha (2\omega + \alpha)\frac{\sin^2\vartheta}{2} - g Q (r - a). \tag{15}$$

If H^α is the height of the free surface in the undisturbed state, it follows from (15) that

$$H^\alpha = \frac{P_{0a} + Q a^2 \alpha (2\omega + \alpha)\frac{\sin^2\vartheta}{2}}{g Q} = \frac{P_a}{g Q}. \tag{16}$$

Thus the free surface is not a level surface but slopes upward from the pole toward the equator.

By incorporating (14) into (10), the perturbation equation is

$$\frac{1}{a\sin\vartheta}\left\{\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left[\frac{1}{a}\frac{i\beta'\frac{\partial p}{\partial\vartheta} + 2\omega' i m \cot\vartheta\, p}{F'}\sin\vartheta\right] + \right.$$

$$\left. + \frac{i m}{a}\frac{-\beta'\frac{m}{\sin\vartheta}p - 2\omega'\cos\vartheta\frac{\partial p}{\partial\vartheta}}{F'}\right\} = -Q\frac{\partial w}{\partial r}. \tag{17}$$

Combination of (14) and (4) gives

$$\frac{\partial(P+p)}{\partial r} = g(Q+q).$$

Integrating the last equation with respect to r from a to $H^\alpha + \zeta$, where ζ is the deviation of the free surface from its undisturbed state, and making use of the condition that $P + p = 0$ at the top of the fluid, it is found that

$$(P + p)_a = g\,Q\,(H^\alpha + \zeta).$$

But from (16) and (14), $P_a = g\,Q\,H^\alpha$ and p is not a function of height. It follows that

$$p = g\,Q\,\zeta. \tag{18}$$

With the help of (18) and the condition that $w = 0$ at $r = a$, (17) can be integrated with respect to height from a to $H^\alpha + \zeta$ to yield

$$\frac{H^\alpha}{a \sin\vartheta}\left\{\frac{d}{d\vartheta}\left[\frac{g}{a}\,\frac{i\,\beta'\frac{d\zeta}{d\vartheta} + 2\,\omega'\,i\,m\cot\vartheta\,\zeta}{F'}\sin\vartheta\right] + \right.$$

$$\left. + \frac{i\,m\,g}{a}\,\frac{-\beta'\frac{m}{\sin\vartheta}\,\zeta - 2\,\omega'\cos\vartheta\frac{d\zeta}{d\vartheta}}{F'}\right\} = -w_{H^\alpha+\zeta}. \tag{19}$$

Since

$$w_{H^\alpha+\zeta} = \frac{d(H^\alpha + \zeta)}{dt} = u\,\frac{dH^\alpha}{a\,d\vartheta} + i\,\beta'\,\zeta$$

equation (19) may be written, when u is expressed in terms of ζ, as

$$\frac{1}{a\sin\vartheta}\,\frac{d}{d\vartheta}\left[\frac{g\,H^\alpha}{a}\,\frac{i\,\beta'\frac{d\zeta}{d\vartheta} + 2\,\omega'\,i\,m\cot\vartheta\,\zeta}{F'}\sin\vartheta\right] +$$

$$+ \frac{i\,m\,g\,H^\alpha}{a^2}\,\frac{-\beta'\frac{m}{\sin\vartheta}\,\zeta - 2\,\omega'\cos\vartheta\frac{d\zeta}{d\vartheta}}{F'} = -i\,\beta'\,\zeta. \tag{20}$$

By introducing $\alpha = \cos\vartheta$, $\sigma' = \dfrac{2\,\omega'\,m}{\beta'}$ and $D = (1 - \mu^2)\,\dfrac{d}{d\mu}$, equation (20) may be transformed into

$$(D + \sigma'\,\mu)\left[\frac{m^2\,H^\alpha}{m^2 - \sigma'^2\,\mu^2}\,(D - \sigma'\,\mu)\,\zeta\right] - m^2\,H^\alpha\,\zeta =$$

$$= -\frac{m^2\,4\,\omega'^2\,a^2}{g\,\sigma'^2}\,(1 - \mu^2)\,\zeta. \tag{21}$$

The method of Hough (1897) is used to solve equation (21). First the case of motion with zonal symmetry will be considered. In that case $m = 0$ and (21) reduces to

$$\frac{d}{d\mu}\left[\frac{H^\alpha\,(1 - \mu)}{f^2 - \mu^2}\,\frac{d\zeta}{d\mu}\right] + \frac{4\,\omega'^2\,a^2}{g}\,\zeta = 0. \tag{22}$$

The solution of (22) is assumed in the form

$$\zeta = \sum_{n=1}^{\infty} K_n\,P_n, \tag{23}$$

where the P_n are Legendre's Polynomials.

By making use of (23) and the LEGENDRE equation

$$(1-\mu^2)\frac{dP_n}{d\mu} = -n(n+1)\int P_n\, d\mu$$

it is derived from (22) that

$$H^\alpha \sum_{n=1}^{\infty} K_n \frac{dP_n}{d\mu} = \frac{4\omega'^2 a^2}{g}(f^2-\mu^2)\sum_{n=1}^{\infty}\frac{K_n}{n(n+1)}\frac{dP_n}{d\mu}. \tag{24}$$

H^α, which is given by (16), may be written as

$$H^\alpha = H + h(1-\mu^2), \tag{25}$$

where

$$H = \frac{P_0 a}{gQ}, \qquad h = \frac{a^2\alpha(2\omega+\alpha)}{2g}.$$

With these notations and by means of the following properties of the Legendre polynomials

$$(1-\mu^2)\frac{dP_n}{d\mu} = -\frac{n(n+1)}{2n+1}[P_{n+1} - P_{n-1}]$$

and

$$P_n = \frac{1}{2n+1}\left[\frac{dP_{n+1}}{d\mu} - \frac{dP_{n-1}}{d\mu}\right]$$

the following recursion formula between K_n's of different n is derived from (24)

$$K_{n-2}\xi_{n-2} - L_n K_n + \eta_n K_{n+2} = 0, \tag{26}$$

where

$$\xi_n = \frac{1-\dfrac{n(n+1)gh}{4\omega'^2 a^2}}{(2n+1)(2n+3)},$$

$$L_n = \frac{f^2-1}{n(n+1)} + \frac{2\left[1-\dfrac{n(n+1)gh}{4\omega'^2 a^2}\right]}{(2n-1)(2n+3)} - \frac{Hg}{4\omega'^2 a^2},$$

$$\eta_{n-2} = \frac{1-\dfrac{n(n+1)gh}{4\omega'^2 a^2}}{(2n-1)(2n+1)}$$

and

$$K_0 = K_{-1} = 0.$$

Equation (26) can be written as

$$L_n = \frac{\xi_{n-2}}{K_n/K_{n-2}} + \frac{\eta_n}{K_n/K_{n+2}}.$$

By repeated application of the recursion formula (26), it is derived that

$$L_n - H_{n-2} + M_{n+2} = 0, \tag{27}$$

where

$$\left.\begin{aligned} H_n &= \cfrac{\xi_n \eta_n}{L_n - \cfrac{\xi_{n-2}\eta_{n-2}}{L_{n-2} - \cfrac{\xi_{n-4}\eta_{n-4}}{L_{n-4} - \cdots \cfrac{\xi_2 \eta_2}{L_2} \text{ or } \cfrac{\xi_1 \eta_1}{L_1}}}} \\ M_n &= \cfrac{\xi_{n-2}\eta_{n-2}}{L_n - \cfrac{\xi_n \eta_n}{L_{n+2} - \cfrac{\xi_{n+2}\eta_{n+2}}{L_{n+4} - \cdots}}} \end{aligned}\right\} \quad (28)$$

Formula (27) may be called the frequency equation (or period equation) from which the frequency β (or period $2\pi/\beta$) is computed. The numerical determination of β has been accomplished by the method of Hough (1897). The reader who is interested in the details of the process of computation is referred to his paper. The results of the computation are given in the following tables.

Table 1. *The periods of the incompressible fluid computed for* $\alpha = \frac{1}{33}\omega$ *(V about 10 m. p. s. at 45° Lat.) and* $\alpha = \frac{2}{33}\omega$. $H = 8000\,m$ *in all computations. (Periods in sidereal hours.)*

	$\alpha = \frac{2}{33}\omega$	$\alpha = \frac{1}{33}\omega$	$\alpha = 0$	Periods corresponding to the case of $\alpha = \frac{1}{33}\omega$ for a non-rotating earth
$n = 1$		19.70	20.44	28.01
$n = 2$	11.71	12.01	12.40	16.31
$n = 3$		9.38	9.59	11.48
$n = 4$	7.53	7.72	7.88	8.90
$n = 5$		6.53		7.26
$n = 6$	5.52	5.66		6.06
$n = 7$		4.97		5.33
$n = 8$	4.33	4.43		4.79
$n = 9$		3.97		4.01
$n = 10$	3.54	3.63		3.79

For comparison, the corresponding periods for the case when the zonal wind does not exist for n up to 4 interpolated from Kopal, Jacchia and Carrus' calculation of Houghs equation (Kopal, Jacchia and Carrus, 1949) and the periods computed for $\alpha = \frac{1}{33}\omega$ and no rotation of the earth, are entered in the last two columns of the table. It can be seen that the effect of the zonal wind is to decrease the periods slightly; more for small n and less for large n.

The modification of the form of the surface waves due to the presence of the zonal wind is shown in the following table. The form of the wave

remains essentially the same. The series representing the wave solution converges more rapidly with increasing strength of the zonal wind. Thus the wave can be represented better by a single zonal harmonic, P_n, when the zonal wind is strong then when it is weak.

Table 2. *The height of the surface wave for* $H = 8000\ m$.

(A) $\alpha = \frac{1}{33}\,\omega$

$n = 1 \quad \zeta = (P_1 - .673\,P_3 + .104\,P_5 - .00619\,P_7 + \ldots)\,K_1$

$n = 2 \quad \zeta = (P_2 - .409\,P_4 + .0408\,P_6 - .00193\,P_8 + \ldots)\,K_2$

$n = 3 \quad \zeta = (.0452\,P_1 + P_3 - .271\,P_5 + .0209\,P_7 - .000626\,P_9 + \ldots)\,K_3$

$n = 4 \quad \zeta = (.0616\,P_2 + P_4 - .187\,P_6 + .0104\,P_8 - .000211\,P_{10} + \ldots)\,K_4$

$n = 5 \quad \zeta = (.00110\,P_1 + .0587\,P_3 + P_5 - .0132\,P_7 + .00512\,P_9 - .0000664\,P_{11} + \ldots)\,K_5$

$n = 6 \quad \zeta = (.00123\,P_2 + .0495\,P_4 + P_6 - .0960\,P_8 + .00257\,P_{10} - .0000166\,P_{12} + \ldots)\,K_6$

$n = 7 \quad \zeta = (\ldots + .000943\,P_3 + .0391\,P_5 + P_7 - .0679\,P_9 + .000118\,P_{11} - \ldots)\,K_7$

$n = 8 \quad \zeta = (\ldots + .000621\,P_4 + .0303\,P_6 + P_8 + .0478\,P_{10} + .000380\,P_{12} + \ldots)\,K_8$

$n = 9 \quad \zeta = (\ldots + .000333\,P_5 + .0199\,P_7 + P_9 - .0322\,P_{11} + .000531\,P_{13} - \ldots)\,K_9$

$n = 10 \quad \zeta = (+ \ldots + .000127\,P_6 + .00965\,P_8 + P_{10} - .0158\,P_{12} - .0000715\,P_{14} - .0000102\,P_{16} \ldots)\,K_{10}$

(B) $\alpha = \frac{2}{33}\,\omega$

$n = 2 \quad \zeta = (P_2 - .402\,P_4 + .0379\,P_6 - .000992\,P_8 + \ldots)\,K_2$

$n = 4 \quad \zeta = (.0530\,P_2 + P_4 - .159\,P_6 + .00538\,P_8 + .0000000315\,P_{10} - \ldots)\,K_4$

$n = 6 \quad \zeta = (.00064\,P_2 + .0301\,P_4 + P_6 - .00586\,P_8 + .000000455\,P_{10} - \ldots)\,K_6$

$n = 8 \quad \zeta = (+ \ldots + .00000109\,P_4 + .0000850\,P_6 + P_8 + .000139\,P_{10} + .00000320\,P_{12} + \ldots)\,K_8$

$n = 10 \quad \zeta = (\ldots\ .00000000768\,P_4 + .00000106\,P_6 + .0281\,P_8 + P_{10} + .0426\,P_{12} + .00211\,P_{14} + \ldots)\,K_{10}$

When $m \neq 0$, the motion no longer has zonal symmetry, and the waves travel in the λ-direction. When $n > m$, there will be $2\,m$ nodal meridians and $n - m$ nodal parallels along which the perturbation motions vanish. The motion is then called a tesseral oscillation. When $n = m$ there are $2\,m$ nodal meridians but no nodal parallels, and the motion is called a sectorial oscillation.

If

$$H' = H + h - \frac{h\,m^2}{\sigma'^2},$$

then from (25)

$$H^\alpha = H + h\,(1 - \mu^2),$$
$$= H' + \frac{h\,(m^2 - \sigma'^2\,\mu^2)}{\sigma'^2}.$$

With this notation, equation (21) may be written

$$-\frac{4\,\omega'^2\,a^2}{g\,\sigma'^2}(1-\mu^2)\,\zeta = (D+\sigma'\,\mu)\left[\frac{H'}{m^2-\sigma'^2\,\mu^2}(D-\sigma'\,\mu)\,\zeta\right] - H'\,\zeta + \\ + \frac{h}{\sigma'^2}[(D+\sigma'\,\mu)(D-\sigma'\,\mu) - (m^2-\sigma'^2\,\mu^2)]\,\zeta. \qquad (29)$$

The Laplacian operator is

$$\nabla^2 = \frac{d}{d\mu}D - \frac{m^2}{1-\mu^2} = \frac{1}{1-\mu^2}(D^2 - m^2).$$

Applying this operator we have

$$(D \mp \sigma'\,\mu)(D \pm \sigma'\,\mu) - (m^2 - \sigma'^2\,\mu^2) = (1-\mu^2)(\nabla^2 \pm \sigma'). \qquad (30)$$

Now let

$$\zeta = -(D+\sigma'\,\mu)\,\psi_1 - (m^2 - \sigma'^2\,\mu^2)\,\psi_2 \qquad (31)$$

and

$$(\nabla^2 + \sigma')\,\psi_1 = 2\,\sigma'^2\,\mu\,\psi_2. \qquad (32)$$

Then

$$(D+\sigma'\,\mu)\,\zeta = -(m^2 - \sigma'^2\,\mu^2)\{\psi_1 + (D-\sigma'\,\mu)\,\psi^2\}. \qquad (33)$$

From (29), (30) and (33), it follows that

$$\frac{4\,\omega'^2\,a^2}{g\,\sigma'^2}\zeta + \frac{h}{\sigma'^2}(\nabla^2 - \sigma')\,\zeta = H'(\nabla^2 - \sigma')\,\psi_2. \qquad (34)$$

From (31) and (32), it is found that

$$\zeta = -(D+\sigma'\,\mu)\,\psi_1 - m^2\,\psi_2 + \frac{1}{2}\,\mu\,(\nabla^2 + \sigma')\,\psi_1. \qquad (35)$$

Equations (32), (34) and (35) are the three equations for ζ, ψ_1, and ψ_2. The following forms of the solution are assumed:

$$\zeta = \sum_{n=m}^{\infty} K_n^m\,P_n^m,$$

$$\psi_1 = \sum_{n=m}^{\infty} \alpha_n^m\,P_n^m,$$

$$\psi_2 = \sum_{n=m}^{\infty} \delta_n^m\,P_n^m, \qquad \text{with } m = 1,\ 2,\ 3\ldots,$$

where P_n^m is the associated Legendre polynomial and is related to the Legendre polynomial by

$$P_n^m = (1 - \mu^2)^{\frac{m}{2}}\,\frac{d^m P_n}{d\mu^m}.$$

With the following properties of the associated Legendre polynomials

$$(n - m + 1)\, P_{n+1}^m - (2n + 1)\, \mu\, P_n^m + (n + m)\, P_{n-1}^m = 0,$$

$$(1 - \mu^2)\, \frac{dP_n^m}{d\mu} = -\frac{n(n - m + 1)}{2n + 1} P_{n+1}^m + \frac{(n + 1)(n + m)}{2n + 1} P_{n-1}^m,$$

$$\nabla^2 P_n^m = -n(n + 1) P_n^m,$$

a single recursion formula for K_n^m of different n is derived from (32), (34) and (35).

$$\frac{(n - m)(n - m - 1)}{(2n - 1)(2n - 3)\{(n - 1)n - \sigma'\}} \left\{1 - \frac{gh}{4\omega'^2 a^2}[(n - 2)(n - 1) + \sigma']\right\} K_{n-2}^m +$$

$$+ \frac{(n - m)(n - 1)^2 (n + m)}{(2n - 1)[(n - 1)n - \sigma']n^2(2n + 1)} \left\{1 - \frac{gh}{4\omega'^2 a^2}[n(n + 1) + \sigma']\right\} K_n^m -$$

$$- \frac{m^2}{\sigma'^2} \frac{n(n + 1) - \sigma'}{n(n + 1)^2} \left\{1 - \frac{gh}{4\omega'^2 a^2}[n(n + 1) + \sigma']\right\} K_n^m - \frac{gH'}{4\omega'^2 a^2} K_n^m +$$

$$+ \frac{(n + m + 1)(n + 1)^2 (n - m + 1)}{(2n + 3)[(n + 1)(n + 2) - \sigma'](n + 1)^2 (2n + 1)} \cdot$$

$$\cdot \left\{1 - \frac{gh}{4\omega'^2 a^2}[n(n + 1) + \sigma']\right\} K_n^m +$$

$$+ \frac{(n + m + 1)(n + m + 2)}{(2n + 3)[(n + 1)(n + 2) - \sigma'](2n + 5)} \cdot$$

$$\cdot \left\{1 - \frac{gh}{4\omega'^2 a^2}[(n + 2)(n + 3) + \sigma']\right\} K_{n+2}^m = 0. \quad (36)$$

Equation (36) is the frequency equation for the case $m \neq 0$. It reduces to (26) when m is put equal to zero.

The following notations are introduced

$$\frac{(n + 1)^2 (n - m)}{2n - 1} \left\{1 - \frac{gh}{4\omega'^2 a^2}[n(n + 1) + \sigma']\right\} K_{n-1}^m +$$

$$+ \frac{n^2 (n + m + 1)}{2n + 3} \left\{1 - \frac{gh}{4\omega'^2 a^2}[(n + 1)(n + 2) + \sigma']\right\} K_{n+1}^m$$

$$= [n(n + 1) - \sigma'] D_n^m, \quad (37)$$

$$M_n^m = \frac{m^2}{\sigma'^2}[n(n + 1) - \sigma'] \left\{1 - \frac{gh}{4\omega'^2 a^2}[n(n + 1) + \sigma']\right\} -$$

$$- \frac{gH'}{4\omega'^2 a^2} n^2 (n + 1)^2 \quad (38)$$

and

$$N_n^m = n(n + 1) - \sigma'. \quad (39)$$

Then equation (36) may be replaced by the following two equations

$$\frac{(n + 1)^2 (n - m)}{2n - 1} D_{n-1}^m - M_n^m K_n^m + \frac{n^2 (n + m + 1)}{2n + 3} D_{n+1}^m = 0, \quad (40)$$

$$\frac{(n + 1)^2 (n - m)}{2n - 1} \left\{1 - \frac{gh}{4\omega'^2 a^2}[n(n + 1) + \sigma']\right\} K_{n-1}^m - N_n^m D_n^m +$$

$$+ \frac{n^2 (n + m + 1)}{2n + 3} \left\{1 - \frac{gh}{4\omega'^2 a^2}[(n + 1)(n + 2) + \sigma']\right\} K_{n+1}^m = 0. \quad (41)$$

By the repeated application of these two equations, the following two equations result:

$$
\begin{aligned}
M_n^m = & \left[\frac{a_{n-1}^m A_n^m}{N_{n-1}^m - \dfrac{a_{n-2}^m A_{n-2}^m}{M_{n-2}^m - \dfrac{a_{n-3}^m A_{n-2}^m}{N_{n-3}^m - \dfrac{a_{n-4}^m A_{n-4}^m}{M_{n-4}^m - \cdots}}}} \right] - \\
& - \left[\frac{a_n^m A_n^m}{N_{n+1}^m - \dfrac{a_{n+1}^m A_{n+2}^m}{M_{n+2}^m - \dfrac{a_{n+2}^m A_{n+2}^m}{N_{n+3}^m - \dfrac{a_{n+3}^m A_{n+4}^m}{M_{n+4}^m - \cdots}}}} \right]
\end{aligned} \tag{42}
$$

$$
\begin{aligned}
N_n^m = & \left[\frac{a_{n-1}^m A_{n-1}^m}{M_{n-1}^m - \dfrac{a_{n-2}^m A_{n-1}^m}{N_{n-2}^m - \dfrac{a_{n-3}^m A_{n-3}^m}{M_{n-3}^m - \cdots}}} \right] - \\
& - \left[\frac{a_n^m A_{n+1}^m}{M_{n+1}^m - \dfrac{a_{n+1}^m A_{n+1}^m}{N_{n+2}^m - \dfrac{a_{n+2}^m A_{n+3}^m}{M_{n+3}^m - \cdots}}} \right]
\end{aligned} \tag{43}
$$

where

$$
a_n^m = \frac{n^2 (n+2)^2 (n-m+1)(n+m+1)}{(2n+1)(2n+3)}
$$

and

$$
A_n^m = \left\{ 1 - \frac{g h}{4 \omega'^2 a^2} [n(n+1) + \sigma'] \right\}. \tag{44}
$$

It should be noted that in the derivation of either (42) or (43), both (40) and (41) are used. Hence each of (42) and (43) is a complete frequency equation, unlike (41) and (40) which form a complete frequency equation only when both of them are considered.

There are two distinct classes of solutions of the frequency equations (see Hough, 1898), the roots of the first class and those of the second class. The roots of the first class can be approximated by putting $M_n^m = 0$ when n is large and have the following limiting form when both the rotation of the earth and the zonal wind are annulled.

$$
\beta = \pm \frac{1}{a} \sqrt{n(n+1) g H'}. \tag{45}
$$

This is easily derived from (38). The motion that corresponds to this solution represents an oscillatory motion even in the limiting case. The root of the second class can be approximated by putting $N_n^m = 0$ when n is large, i. e.,

$$\frac{\beta + m\alpha}{m + \alpha} = \frac{m}{n(n+1)}. \tag{46}$$

This expression has been derived directly by HAURWITZ (1940) under simplifying assumptions. The motion corresponding to (46) is steady when both the rotation of the earth and the zonal wind are annulled.

The waves represented by the roots of the second class propagate toward the west when the zonal wind is annulled, as β will be positive according to (46). Only when there is a zonal wind can they travel toward the east. On the other hand, the waves that correspond to the roots of the first class move toward either west or east, as β can be both positive or negative in (45).

While theoretically either one of the frequency equations (42) and (43) may be used to compute all the roots, in practice it is more convenient to employ (42) for the computation of the roots of the first class and (43) for those of the second class. This is the method adopted by HOUGH and it will also be used here.

Let

$$\left.\begin{aligned}
e_n^m &= \cfrac{a_{n-1}^m A_n^m}{M_n^m - \cfrac{a_n^m A_n^m}{N_{n+1}^m - \cfrac{a_{n+1}^m A_{n+2}^m}{M_{n+2}^m - \cfrac{a_{n+2}^m A_{n+2}^m}{N_{n+3}^m - \cdots}}}} \\
f_n^m &= \cfrac{a_{n-1}^m A_{n-1}^m}{N_n^m - \cfrac{a_n^m A_{n+1}^m}{M_{n+1}^m - \cfrac{a_{n+1}^m A_{n+1}^m}{N_{n+2}^m - \cfrac{a_{n+2}^m A_{n+3}^m}{M_{n+3}^m - \cdots}}}} \\
E_n^m &= \cfrac{a_n^m A_n^m}{M_n^m - \cfrac{a_{n-1}^m A_n^m}{N_{n-1}^m - \cfrac{a_{n-2}^m A_{n-2}^m}{M_{n-2}^m - \cfrac{a_{n-3}^m A_{n-2}^m}{N_{n-3}^m - \cdots}}}} \quad \frac{a_m^m A_m^m}{M_m^m} \text{ or } \frac{a_m^m A_{m+1}^m}{N_m^m} \\
F_n^m &= \cfrac{a_n^m A_{n+1}^m}{N_n^m - \cfrac{a_{n-1}^m A_{n-1}^m}{M_{n-1}^m - \cfrac{a_{n-2}^m A_{n-1}^m}{N_{n-2}^m - \cfrac{a_{n-3}^m A_{n-3}^m}{M_{n-3}^m - \cdots}}}} \quad \frac{a_m^m A_m^m}{M_m^m} \text{ or } \frac{a_m^m A_{m+1}^m}{N_m^m}
\end{aligned}\right\} \tag{47}$$

Then

$$\left.\begin{aligned} e_n^m &= \frac{a_{n-1}^m A_n^m}{M_n^m - f_{n+1}^m} & f_n^m &= \frac{a_{n-1}^m A_{n-1}^m}{N_n^m - e_{n+1}^m} \\ E_n^m &= \frac{a_n^m A_n^m}{M_n^m - F_{n-1}^m} & F_n^m &= \frac{a_n^m A_{n+1}^m}{N_n^m - E_{n-1}^m} \end{aligned}\right\} \quad (48)$$

With these notations (42) and (43) may be written as

$$M_n^m - F_{n-1}^m - f_{n+1}^m = 0, \quad (49)$$

$$N_n^m - E_{n-1}^m - e_{n+1}^m = 0. \quad (50)$$

The roots of the first class are computed from equation (49) and the roots of the second class from equation (50). The results are as follows:

Table 3. *The free periods of an incompressible fluid in sideral time computed for $H = 8000$ m.*

(A) $\alpha = \frac{1}{33}\omega$ (V about 10 m. p. s. at 45° Lat.)

	$m = 1$	$m = 2$	
$n = 2$	10.94 hrs	11.94	The roots of the first class
	— 14.02	— 16.96	
$n = 4$	7.62	7.73	
	7.75	8.04	
$n = 1$	1.21 days		The roots of the second class
$n = 3$	10.66	4.20	
$n = 5$	31.27	15.35	

(B) $\alpha = \frac{2}{33}\omega$

$n = 2$	10.87 hrs	11.92	The roots of the first class
	— 13.47	— 15.86	
$n = 4$	7.56	7.68	
	— 7.57	— 7.67	
$n = 1$	1.20 days		The roots of the second class
$n = 3$	12.78	5.70	
$n = 5$	129.43	62.11	

In order to see how the periods are affected by the zonal wind, two different strengths of the zonal wind have been used in these computations. Part (A) of the table shows the periods of the oscillations for $\alpha = \frac{1}{33}\omega$, while part (B) is for $\alpha = \frac{2}{33}\omega$. A comparison of these two parts shows that the periods of the oscillation of the first class are slightly reduced, while the periods of those of the second class are increased, the greater the strength of the zonal wind. The effects on the length of the periods are more pronounced for oscillations of the second class than for the oscillations of the first class because the speed of propagation of the latter is very much larger than that of the zonal current. For the same

reason the increase in the length of the period is considerably greater for the higher order oscillations of the second class than for those of the lower order.

Because of the resemblance of the westward propagating wave of the first class with $n = m = 2$ to the semidiurnal tidal oscillation, and the important rôle it plays in the theoretical evaluation of the resonance theory, the free periods of this first class wave are computed with special care for $H = 8000$ m and for five different values of α, i. e., $\alpha = 0$, $\frac{1}{33}\omega$, $\frac{2}{33}\omega$, $\frac{1}{6}\omega$ and $\frac{1}{3}\omega$, including two values of α that already appear in Table 3. For the convenience of a later discussion of the resonance theory, the free periods of this wave for all these five α's are given in the following table:

Table 4. *The positive free periods of the first class wave with $n = m = 2$ for different values of α. Free periods in sideral time.*

$\alpha = 0$	11.95892 hrs
$\alpha = (1/33)\,\omega$	11.93703 hrs
$\alpha = (2/33)\,\omega$	11.9188 hrs
$\alpha = (1/6)\,\omega$	11.86633 hrs
$\alpha = (1/3)\,\omega$	11.80117 hrs

IV. The oscillations of an autobarotropic atmosphere.

The equations of the undisturbed motion are those given in section 2. One of the necessary conditions for the air to be autobarotropic is that it must be barotropic in the undisturbed state. As already shown in section 2, this requirement is met as long as the zonal wind is not a function of height, which is the case assumed. The choice of the vertical distribution of temperature is quite free, provided the vertical stability of the air is preserved.

When a zonal wind exists, the isothermal surface is no longer a level surface, but possesses a slope in the ϑ-direction. From equations (2), (3) and (5), it is found that this slope is given by

$$\frac{\delta z}{a\,\delta\vartheta} = -\frac{\dfrac{\partial T}{a\,\partial\vartheta}}{\dfrac{\partial T}{\partial z}} = \frac{(\alpha^2 + 2\,\omega\,\alpha)\,a \sin\vartheta\cos\vartheta}{g}. \tag{51}$$

When the zonal wind is the same in any two layers of the atmosphere, the slope of the isothermal surface will also be the same in the two layers. An isothermal surface may then be taken as a natural boundary surface between the two layers. Across the boundary the temperature may be assumed either continuous or discontinuous. In either case, it will not exclude the possibility of having barotropy on both sides of the boundary. It follows from the equation of state that the density will be continuous or discontinuous according to whether the temperature is or is not continuous there.

A model consisting of two layers of autobarotropic air separated by a discontinuity of lapse rate, but not of density, is studied in this paper.

This resembles the actual situation in that the stratosphere is separated from the troposphere by a sharp change of lapse rate. Without the density discontinuities the problem is treated in this paper by a simple, but exact method.

If the zonal wind in one layer is different from that in the other layer, the slope of the isothermal surface or the isobaric surface will also be different. Under these circumstances, a discontinuity in pressure as well as in density would appear at the internal boundary surface, no matter what surface is taken as the boundary. In order to avoid this difficulty, the zonal wind always will be considered the same throughout the whole atmosphere in this study.

It should be mentioned here that, strictly speaking, the atmosphere is no longer autobarotropic after the perturbation motion sets in. Because of the presence of a temperature-gradient in the ϑ-direction, the air particle that moves away from its original latitude, will have a temperature different from that of its new surroundings. But this effect on the degree of autobarotropy is very slight and can be neglected.

By integrating equation (10) with respect to r throughout the whole vertical extent of the atmosphere and employing the boundary condition (13), it is derived that

$$\frac{1}{a \sin \vartheta}\left\{\frac{\partial}{\partial \vartheta}\left[\frac{\beta' \frac{dC}{d\vartheta} + 2\,\omega' m \cot \vartheta\, C - \beta' \frac{1}{Q}\frac{dP}{d\vartheta}\frac{p_a}{g}}{F'} \sin \vartheta\right] + \right.$$

$$\left. + \frac{m}{a}\frac{-\beta' \frac{m}{\sin \vartheta} C - 2\,\omega' \cos \vartheta \frac{dC}{d\vartheta} + 2\,\omega' \cos \vartheta \frac{1}{Q}\frac{dP}{d\vartheta}\frac{p_a}{g}}{F'}\right\} = -\beta \frac{p_a}{g}. \tag{52}$$

where

$$C = \int_a^{\text{top}} p\, dr. \tag{53}$$

The upper limit of the integration, "top", means the top of the atmosphere. The vertical velocity, w, is eliminated altogether from the last equation because of the fact that the atmosphere is free from density discontinuities. The "top" will have a slope in the ϑ-direction when the top layer is not isothermal. The terms due to d"top"$/d\vartheta$ are small and neglected in equation (52).

The air is autobarotropic as long as the law of change of state is in agreement with that of the vertical temperature distribution. Suppose that the particular polytropic law is given by

$$\bar{\tau}\, \bar{q}^{1-k} = \text{constant}, \tag{54}$$

where $\bar{\tau}$ is the total temperature, $\bar{q}$ the total density and

$$k = (c_p - c/)(c_v - c).$$

The constant c relates the addition of heat to the temperature change in the first law of thermodynamics so that a polytropic law holds (see HAURWITZ, 1941, pp. 19–20). In general, k may be different in different layers of the atmosphere.

If equation (54) is written as

$$\bar{\tau}\,\bar{q}^{1-k} = T\,Q^{1-k}$$

and expanded, the following relationship is derived:

$$\tau = (k-1)\frac{T}{Q}\,q. \tag{55}$$

It follows from the hydrostatic equation that

$$\frac{\partial(\ln p)}{\partial r} = -\frac{1}{k}\frac{g}{R\,T} = \frac{1}{k}\frac{\partial(\ln P)}{\partial r}. \tag{56}$$

Let k^{I} and k^{II} be the values of k in the lower and upper layers, respectively, and r_b the radius of the internal boundary surface reckoned from the center of the earth. By integrating (56) with respect to r, it is derived that

$$\left.\begin{aligned} p &= \left(\frac{P}{P_a}\right)^{\frac{1}{k^{\mathrm{I}}}} p_a \qquad\qquad \text{for} \quad r \leqslant r_b \\ p &= \left(\frac{P_{r_b}}{P_a}\right)^{\frac{1}{k^{\mathrm{I}}}} \left(\frac{P}{P_{r_b}}\right)^{\frac{1}{k^{\mathrm{II}}}} p_a \quad \text{for} \quad r_b \leqslant r \end{aligned}\right\} \tag{57}$$

where the subscript r is not introduced.

Let

$$H_A^{\alpha} = \int_a^{r_b}\left(\frac{P}{P_a}\right)^{\frac{1}{k^{\mathrm{I}}}} dr + \left(\frac{P_{r_b}}{P_a}\right)^{\frac{1}{k^{\mathrm{I}}}} \int_{r_b}^{\mathrm{top}}\left(\frac{P}{P_{r_b}}\right)^{\frac{1}{k^{\mathrm{II}}}} dr. \tag{58}$$

Then

$$C = \int_a^{\mathrm{top}} p\,dr = \int_a^{r_b} p\,dr + \int_{r_b}^{\mathrm{top}} p\,dr = H_A^{\alpha}\,p_a. \tag{59}$$

With this expression (52) may be written as

$$\frac{1}{a\sin\vartheta}\left\{\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left[\frac{1}{a}\,\frac{\beta'\,\dfrac{d(H_A^{\alpha}\,p_a)}{d\vartheta} + 2\,\omega'\,m\cot\vartheta\,H_A^{\alpha}\,p_a - \beta'\dfrac{1}{Q}\dfrac{dP}{d\vartheta}\dfrac{p_a}{g}}{F'}\sin\vartheta\right] + \right.$$

$$\left. + \frac{m}{a}\,\frac{-\beta'\dfrac{m}{\sin\vartheta}\,H_A^{\alpha}\,p_a - 2\,\omega'\cos\vartheta\,\dfrac{d(H_A^{\alpha}\,p_a)}{d\vartheta} + 2\,\omega'\cos\vartheta\,\dfrac{1}{Q}\dfrac{dP}{d\vartheta}\dfrac{p_a}{g}}{F'}\right\} =$$

$$= -\beta'\,\frac{p_a}{g}. \tag{60}$$

It is obvious that H_A^{α} plays a rôle in equation (60) similar to that of H^{α} in equation (21). H_A^{α} is given by a definite integral with integrands consisting of undisturbed quantities only, and assumes only one value.

When the zonal wind is annulled, H_A^α may be denoted by H_A. From equation (58) one has

$$H_A = \int_a^r \left(\frac{P_{0r}}{P_{0a}}\right)^{\frac{1}{k^{\mathrm{I}}}} dr + \left(\frac{P_{0r_b}}{P_{0a}}\right)^{\frac{1}{k^{\mathrm{I}}}} \int_{r_b}^{\mathrm{top}} \left(\frac{P_{0r}}{P_{0r_b}}\right)^{\frac{1}{k^{\mathrm{II}}}} dr. \tag{61}$$

It can easily be shown that equation (60) reduces to exactly the same form as equation (21), if they are written in the same notations, when the zonal wind is not present, except that p and H in equation (21) are replaced by p_a and H_a in equation (60), respectively. Hence an autobarotropic atmosphere having a thickness equal to H_A would have exactly the same oscillations at the ground as an ocean of a depth equal to H. For this reason, H_A is called the equivalent depth of the atmosphere. H_A^α will also be called the equivalent depth here because it reduces to H_A when $\alpha = 0$, although the atmosphere with thickness H_A^α will oscillate in a manner slightly different from that of an ocean of depth H^α due to the appearance of the terms containing $\frac{1}{Q}\frac{\partial P}{\partial \vartheta}\frac{p_a}{g}$ in equation (60) which are not present in the corresponding equation (21) in the incompressible case.

Before proceeding to the solution of equation (60), some way to determine the undisturbed quantity H_A^α is necessary. In an autobarotropic atmosphere the polytropic law is in agreement with the prevailing lapse rate. It follows that

$$\frac{d\bar{\tau}}{dr} = -\frac{\partial T}{\partial r} = \gamma. \tag{62}$$

From (54), it is found that

$$\frac{d\bar{\tau}}{dr} = \frac{d\bar{\tau}}{d\bar{p}}\frac{d\bar{p}}{dr} \simeq \frac{d\bar{\tau}}{d\bar{p}}\frac{\partial \bar{p}}{\partial r} = \frac{k-1}{k}\frac{g}{R}. \tag{63}$$

From (62) and (63) one has

$$\gamma = \frac{k-1}{k}\frac{g}{R}. \tag{64}$$

If γ^{I} is the lapse rate of the lower layer and γ^{II} that of the upper layer, then

$$\frac{1}{\gamma^{\mathrm{I}}}\frac{1}{1+\frac{g}{R\,\gamma^{\mathrm{I}}k^{\mathrm{I}}}} = \frac{R}{g} = \frac{1}{\gamma^{\mathrm{II}}}\frac{1}{1+\frac{g}{R\,\gamma^{\mathrm{II}}k^{\mathrm{II}}}}. \tag{65}$$

From equation (8), it follows that

$$\left.\begin{aligned} P_r &= P_a\left(\frac{T_r}{T_a}\right)^{\frac{g}{R\gamma^{\mathrm{I}}}} && \text{for } r \leqslant r_b. \\ P_r &= P_a\left(\frac{T_{r_b}}{T_a}\right)^{\frac{g}{R\gamma^{\mathrm{I}}}}\left(\frac{T_r}{T_{r_b}}\right)^{\frac{g}{R\gamma^{\mathrm{II}}}} && \text{for } r \geqslant r_b. \end{aligned}\right\} \tag{66}$$

From (58), (65) and (66) it is derived that

$$H_A^\alpha = \frac{R\,T_a}{g}.$$

By virtue of (7) and (27), the above equation may be written as

$$H_A^{\varkappa} = \frac{R\,T_{0a}}{g} + \frac{R\,\gamma^{1}}{g}\,h\sin^2\vartheta. \tag{67}$$

When the zonal wind is not present, $\varkappa = 0$ and $H_A^{\varkappa}$ reduces to H_A which is

$$H_A = \frac{R\,T_{0a}}{g}. \tag{68}$$

It becomes obvious from the derivations of (67) and (68) that they not only hold for two layers, but will also hold for any number of layers, provided that these layers are separated by discontinuities of lapse rate only (including zero discontinuities of lapse rate). For the number of the integrals employed in the evaluation of the equivalent depth $H_A^{\varkappa}$, or H_A, will increase with the number of the layers, but the successive terms in the integrations, except the first and the last, will cancel out. As the last term will vanish with the temperature at the top of the atmosphere, only the first term remains which is $R\,T_a/g$, or $R\,T_{0a}/g$.[1]

When the zonal wind is not present, the equivalent depth is independent of the lapse rate (or the polytropic law) of the autobarotropic layers, and depends only on the surface temperature. This is the same as the conclusion reached by BJERKNES (1923) for a single autobarotropic layer and for multiple autobarotropic layers separated by density discontinuities. However, when the zonal wind is present, the equivalent depth is affected also by the lapse rate as shown here by equation (68). With the type of zonal wind distribution assumed, the expression for the equivalent depth can be written so that only the lapse rate of the lowest layer appears.

If $\frac{R\,\gamma^{1}}{g}\,h = h_A$ is introduced, equations (67) and (68) may be combined to form

$$H_A^{\varkappa} = H_A + h_A\sin^2\vartheta. \tag{69}$$

This is formally the same as equation (25) except for the subscript A.

By introducing μ, σ', D and Γ^{-2} as before, equation (60) may be written as

$$\frac{4\,\omega'^2\,a^2}{\sigma'^2}(1-\mu^2)\frac{p_a}{g} = (D+\sigma'\mu)\left[(D+\sigma'\mu)(H_A^{\varkappa}p_a) + \frac{\varkappa(2\omega+\varkappa)a^2}{g}\frac{\mu(1-\mu^2)p_a}{m^2+\sigma'^2\mu^2}\right] - H_A^{\varkappa}p_a. \tag{70}$$

[1] When the uppermost layer or any other layer or layers are isothermal, equation (57) which is employed in the evaluation of $H_A^{\varkappa}$ should be replaced by $P_r = P_{r_1}\,e^{-\frac{g(r-r_1)}{R\,T}}$. It will be found that equation (67) still holds for that case.

Let

$$p_a = -(D + \sigma' \mu)\, \psi_1 + (m^2 - \sigma'^2 \mu^2)\, \psi_2$$

and

$$p_a \left| D H_A^{\varkappa} + \frac{\alpha (2\omega + \alpha) a^2}{g} \mu (1 - \mu^2) \right| =$$
$$= H_A' [(1 - \mu^2)(\Delta^2 + \sigma' \mu)\, \psi_1 - 2 \sigma'^2 \mu (1 - \mu^2)\, \psi_2],$$

where

$$H_A' = H_A + h_A - \frac{h_A m^2}{\sigma'^2}$$

and put

$$p_a = \sum_{n=m}^{\infty} K_n^m P_n^m,$$

$$\psi_1 = \sum_{n=m}^{\infty} \alpha_n^m P_n^m,$$

$$\psi_2 = \sum_{n=m}^{\infty} \beta_n^m P_n^m.$$

In a way similar to that described in section 3, a recursion formula for K_n^m for different n is found to be

$$\frac{(n-m)(n-m-1)}{(2n-1)(2n-3)[(n-1)n-\sigma']} \left\{ \left[\frac{\alpha(2\omega+\alpha)a^2}{g} - 2h_A \right] \cdot \right.$$
$$\left. \cdot \frac{g(n-1-\sigma')}{4\omega'^2 a^2} + 1 - \frac{g h_A}{4\omega'^2 a^2} [(n-2)(n-1)+\sigma'] \right\} K_{n-2}^m +$$
$$+ \frac{(n-1)^2 (n+m)(n-m)}{n^2 (2n-1)(2n+1)[(n-1)n-\sigma']} \left\{ \left[\frac{\alpha(2\omega+\alpha)a^2}{g} - 2h_A \right] \cdot \right.$$
$$\left. \cdot \frac{g}{4\omega'^2 a^2} \frac{n^2 (n-1-\sigma')}{(n-1)^2} + 1 - \frac{g h_A}{4\omega'^2 a^2} [n(n+1)+\sigma'] \right\} K_n^m +$$
$$+ \frac{m^2}{\sigma'^2} \frac{n(n+1)-\sigma'}{n^2 (n+1)^2} \left\{ 1 - \frac{g h_A}{4\omega'^2 a^2} [n(n+1)+\sigma'] \right\} K_n^m - \frac{g H_A'}{4\omega'^2 a^2} K_n^m -$$
$$+ \frac{(n-m+1)(n+m+1)(n+2)^2}{(n+1)^2 (2n+1)(2n+3)[(n+1)(n+2)-\sigma']} \left\{ \left[\frac{\alpha(2\omega+\alpha)a^2}{g} - 2h_A \right] \cdot \right.$$
$$\left. \cdot \frac{g}{4\omega'^2 a^2} (n-2-\sigma') + 1 - \frac{g h_A}{4\omega'^2 a^2} [n(n+1)+\sigma'] \right\} K_n^m +$$
$$+ \frac{(n+m+1)(n+m+2)}{(2n+3)(2n+5)[(n+1)(n+2)-\sigma']} \left\{ \left[\frac{\alpha(2\omega+\alpha)a^2}{g} - 2h_A \right] \cdot \right.$$
$$\left. \cdot \frac{g}{4\omega'^2 a^2} (-n-2-\sigma') + 1 - \frac{g h_A}{4\omega'^2 a^2} [(n+2)(n+3)+\sigma'] \right\} K_{n+2}^m = 0. \tag{71}$$

It should be understood that $K_0 = K_1 = 0$ in equation (71). For $0 < \sigma' < \frac{g}{c_p}$ and the values of $\varkappa$ employed in Table 3, $\left[\frac{\varkappa(2\omega+\alpha)a^2}{g} - 2h_A \right] \cdot \frac{g}{4\omega'^2 a^2} (n-1-\sigma')$ and similar terms have the order of magnitude of 10^{-1}

for the roots of the first class and may be neglected against 1. In the case equation (71) reduces exactly to equation (36) except that H_A' and h_A take the place of h' and h, respectively.

In the case of the roots of the second class $\left[\frac{\alpha(2\omega+\alpha)}{g}a^2 - 2h_A\right] \cdot \frac{g}{4\omega'^2 a^2}(n-1-\sigma')$ and similar terms may still be neglected for the wave with $n=1$ but they approach the order of 1 and no longer seem negligible for the waves with $n=3$ and 5. However, in these cases, these terms have the same sign as $-\sigma'$ and work in the same way as those terms like $\frac{g h_A}{4\omega'^2 a^2}[n(n+1)-\sigma']$. If it is borne in mind that terms like $\left[\frac{\alpha(2\omega+\alpha)}{g}a^2 - 2h_A\right]\frac{g}{4\omega'^2 a^2}(n-1-\sigma')$ only give an additional strength to terms similar to $\frac{g h_A}{4\omega'^2 a^2}[n(n+1)-\sigma']$ then it is convenient to omit the former and discuss only the effect of the latter. In what follows we shall discuss the overall effect of the zonal wind upon the free periods from the simplified equation (71) with terms like $\left[\frac{\alpha(2\omega+\alpha)}{g}a^2 - 2h_A\right]\frac{g}{4\omega'^2 a^2}(n-1-\sigma')$ omitted.

If H_A and h_A are given the same values H and h as we have assumed in section 3, all the computations concerning the periods and the mode of the oscillation of the incompressible fluid that have been reached in section 3 are immediately applicable to our autobarotropic atmosphere. It should be remembered, however, that h, being equal to $\frac{\alpha(2\omega+\alpha)^2}{2g}$ is determined by the zonal wind only (apart from constants, concerning the solid earth, as ω, a and g), while h_A, being equal to $\frac{R\gamma^{\mathrm{I}}}{g}\frac{\alpha(2\omega+\alpha)a^2}{2g} = .0293\cdot 10^5\gamma^{\mathrm{I}}\frac{\alpha(2\omega+\alpha)a^2}{2g}$ is determined by both the zonal wind and the lapse rate. For this reason, if h_A is put equal to h numerically, it is necessary to raise the value of α in h to a higher value of α in h_A in order that γ^{I} will remain a stable lapse rate. Otherwise the requirement that $\frac{R\gamma^{\mathrm{I}}}{g}=1$ when $h_A=h$ leads to $\gamma^{\mathrm{I}}=43.1^\circ$ C/km, an unreasonable lapse rate. This rise of the value of α from the incompressible case to the autobarotropic case will cause the periods and the modes of the oscillation to differ in the two cases, even though H_A and h_A are given equal to H and h, respectively, and even though the period-equations on the basis of which the computations are made are exactly the same in the two cases, equation (26) for $m=0$ and equations (42) and (43) for $m\neq 0$. These differences, which arise through the addition of α to ω and β in the period-equations, will be small for the roots of the first class, but may be considerable for those of the second class. Our purpose, however, is to draw general conclusions about the effects of the zonal wind and of the lapse rate upon the period and mode of the oscillation of the autobarotropic atmosphere based upon the computations concerning the very same effects of the

zonal wind that are already given in section 3. As long as the orders of magnitude of these computed values are not altered by this abrupt change of the zonal wind from the incompressible case to the autobarotropic case, it will not bar our way to proceed to draw such conclusions.

If γ^{I} is kept at 5° C km^{-1}, then $h_A = .1465\,\frac{\alpha\,(2\,\omega + \alpha)\,a^2}{2g}$. That is λ in the autobarotropic case has to be raised to 1/.1465, or 6.82 times its values in the incompressible case if h_A is equal to h numerically. The values of α employed in Table 3 are $\frac{1}{33}\,\omega$ and $\frac{2}{33}\,\omega$. Therefore, if H_A is put equal to H (i. e. $T_{0a} = 273.2^\circ$ C for $H = 8000$ m), $\gamma^{\mathrm{I}} = 5^\circ$ C km^{-1} and α varies from $\frac{6.82}{33}\,\omega$ to $\frac{13.64}{33}\,\omega$,[1] then all the conclusions concerning the effect of the zonal wind upon the period and the mode of the oscillations reached in the study of the incompressible case can be applied to the autobarotropic case equally well. These conclusions are given in section 3 and need not be repeated here.

To see the effect of the lapse rate upon the period and the mode of the oscillations of the autobarotropic atmosphere, one has only to keep the zonal wind constant at a certain value and let the lapse rate vary. It is found that in order to have h_A equal to h numerically, a change of λ from $\frac{1}{33}\,\omega$ to $\frac{2}{33}\,\omega$ in the incompressible case would necessitate a change of γ^{I} from 3.96° C km^{-1} to 8.03° C km^{-1} in the autobarotropic case, provided α is assumed equal to $\frac{8}{33}\,\omega$ in the later case. If α and γ^{I} are given those values in the autobarotropic case, the computations given in section 3 will also become applicable here. From the relation which in our autobarotropic model must exist between wind and lapse rate one may draw the following conclusions in analogy to those of section 3: When $m = 0$, i. e., when the motion has zonal symmetry, the existence of a positive lapse rate in the lowest layer instead of an isothermal condition there decreases the periods slightly, more for small n and less for larger n. Due to the presence of the very same lapse rate the series that represent the form of the free surface wave converges more rapidly with the magnitude of the positive lapse rate. Thus the wave can be represented better by a single zonal harmonic, P_n, when the lapse rate is large than when it is small. When $m \neq 0$, i. e., when the motion does not have zonal symmetry, the periods of oscillations of the first class are slightly reduced, while the periods of those of the second class are increased, the larger the magnitude of the lapse rate.

[1] $\alpha = \frac{6.82}{33}\,\omega$ or $\frac{13.64}{33}\,\omega$ corresponds to a zonal wind of speed equal to 68.2 m. p. s. or 136.4 m. p. s. at about 45° N latitude. These speeds are observed in the high atmosphere only. However, they are only used as an example to illustrate an effect of the zonal wind.

At this point one might stop to ponder how these effects of the zonal wind and of the lapse rate would affect the validity of the resonance theory. When $n = m = 2$, the wave is mainly represented by a sectorial harmonic of the second order, namely P_2^2, which has the same general character as the semidiurnal tidal oscillation. The positive free period of such a wave changes, as indicated by the results of the study of the incompressible fluid, from 11.94 hours to 11.92 hours, a change of 1.2 minutes, when the zonal current changes from $\frac{1}{33}\omega a \sin\vartheta$ to $\frac{2}{33}\omega a \sin\vartheta$, or a change of the current from 10 m. p. s. to 20 m. p. s. at about 45° latitude. The magnitude of this change of period is within the tuning required by the resonance theory (WILKES, 1949).

For the purpose of theoretical interest, the positive free period of the wave with $n = m = 2$ were calculated for $\alpha = 0$ (without zonal wind), $\alpha = \frac{1}{6}\omega$ (zonal wind about 55 m. p. s. at 45° N) and $\alpha = \frac{1}{3}\omega$ (zonal wind about 110 m. p. s. at 45° N) and shown in Table 4. The results indicate that the positive period changes only 9.46 minutes for such an extreme change of zonal wind as from zero to 110 m. p. s. at about 45° N and only 4.36 minutes for a change of zonal wind from zero to 55 m. p. s. at 45° N. Such a large change of zonal wind is very unlikely. Thus it seems that a reasonable change of the strengths of the zonal wind, like an over all change of 10–30 m. p. s. at the middle latitudes does not in any way invalidate the resonance theory according to this study.

It has been shown that the change of periods in the autobarotropic case would be comparable to that computed in the incompressible case, especially for the roots of the first class to which the tidal wave with $n = m = 2$ belongs, provided the zonal wind changes from $\frac{6.82}{33}\omega a \sin\vartheta$ to $\frac{13.64}{33}\omega a \sin\vartheta$ when $\gamma^1 = 5°\,\mathrm{C\,km^{-1}}$ or if the lapse rate of the lowest layer changes from $3.96°\,\mathrm{C\,km^{-1}}$ to $8.03°\,\mathrm{C\,km^{-1}}$ when $\alpha = \frac{8}{33}\omega$. The speed of the zonal winds assumed here is presumably too high. If it is reduced, the change in period due to the change of the zonal wind or the lapse rate will also be lowered even though the range of change of the latter remains the same, as indicated by the value given in Table 1 (compare the changes in period when α changes from 0 to $\frac{1}{33}\omega$ with those when α changes from $\frac{1}{33}\omega$ to $\frac{2}{33}\omega$). Therefore, for reasonable change of the strength of the zonal wind, as from 10 m. p. s. to 20 m. p. s. at the middle latitudes when $\gamma^1 = 5°\,\mathrm{C\,km^{-1}}$, the change in the positive period for the wave with $n = m = 2$ would be smaller than 1.2 minutes and well within the tuning required by the resonance theory.

It will be seen, though, that the change of free periods for the other waves of the first class is considerably larger than for positive free periods of the wave with $n = m = 2$, as can be seen from Table 3. Even for the wave with $n = m = 2$, the negative free period (corresponding to the

eastward propagating wave) changes much more for the same change of the zonal wind than the positive free period (corresponding to the westward propagating wave). From Table 3, it is seen that while the positive period of the wave changes only 1.2 minutes for a change of the zonal wind from 10 m. p. s. to 20 m. p. s. at about 45° N, the negative period changes 1 hour and 6 minutes for the same change of the zonal wind. Thus the wave that is similar to and propagating in the same direction as the semidiurnal pressure oscillation is particularly inert to the effect of the zonal wind. It is mysterious and interesting that it should turn out to be so.

Acknowledgement.

The author wishes to express his sincere graditude to professor B. Haurwitz for advice, correction and encouragement that made this research possible: to Professor J. E. Miller for his very inspiring lectures on research methods in meteorology, which proved to be very helpful in this work, and to Professor J. Spar for his careful reading of the manuscript. Thanks are also due to Mrs. Alice Lew and Mr. George Young for their help in carrying out some of the calculations.

References.

Bjerknes, V.: On quasistatic wave motion in barotropic fluid strata. Geofysike Publikationer **3**, no. 3 (1923).

Haurwitz, B.: The motion of atmospheric disturbances on the spherical earth. J. Mar. Res. **3**, 254—267 (1940).

— Dynamic Meteorology. New York: Mc Graw-Hill Book Company, Inc. 1941.

Hough, S. S.: On the application of harmonic analysis to the dynamical theory of the tides, Part 1. Phil. Trans. R. Soc. London **189**, 210—257 (1897).

— On the application of harmonic analysis to the dynamical theory of the tides, Part 2. Phil. Trans. R. Soc. London **191**, 139—185 (1898).

Kelvin: On the thermodynamic acceleration of the earth rotation. Proc. R. Soc. Edinburgh **11**, 396—405 (1882).

Kopal, Z., L Jacchia and P. Carrus: The pressure oscillations of the terrestrial atmosphere. An interim Progress Report on work under Contract No. NAw 5707 between M. I. T. and N. A. C. A., Dept. of Elec. Eng., M. I. T. (1949).

Lamb, H.: On atmospheric oscillations. Proc. R. Soc. London, A **84**, 551—572 (1910).

Margules, M.: Luftbewegungen in einer rotierenden Sphäroidschale bei zonaler Druckverteilung. S. B. Akad. d. Wiss. Wien, Abt. IIa **101**, 597 bis 626 (1891).

— Luftbewegungen in einer rotierenden Sphäroidschale, II. Teil. S. B. Akad. d. Wiss. Wien, Abt. IIa, **102**, 11—56 (1892).

Pekeris, C. L.: Atmospheric oscillations. Proc. R. Soc. London, A **158**, 650—671 (1937).

Taylor, G. I.: The oscillation of the atmosphere. Proc. R. Soc. London, A **156**, 318—326 (1936).

551.509 (436)

Probleme der alpinen Synoptik.

Von

H. Hoinkes, Innsbruck.

Mit 2 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Ein Überblick über die Probleme der synoptischen Arbeit in den Alpen wird gegeben. Ausgehend von der Betonung der Notwendigkeit besonders sorgfältiger Materialkritik werden zunächst die kleinräumigen Erscheinungen mit ihren Konsequenzen für den lokalen Wetterablauf besprochen. Darunter sind zu nennen: die Neigung zur Ausbildung antizyklonaler Zirkulationen über den Alpen, die tagesperiodischen Windsysteme mit ihren quasistationären Stromfeldsingularitäten, die Häufung von Frontdurchgängen zu bestimmten Tagesstunden usw. Folgende Modifikationen der großräumigen atmosphärischen Zirkulationen werden ferner diskutiert: der Südföhn und die Schwierigkeiten seiner Prognose, die Überschreitung der Alpen durch Kaltluftmassen, die dabei auftretenden Keile hohen Druckes am Nordrand der Alpen, sowie die Tiefdruckgebiete des oberitalienischen Raumes und ihre Entwicklung zu V_b-Zyklonen. Die besonders bedeutungsvolle rechtzeitige Vorhersage starker Niederschläge wird in ihren Schwierigkeiten besprochen, die vor allem darauf zurückzuführen sind, daß oft keine erkennbaren Bindungen an Luftmassengrenzen vorhanden sind und daß es sich dabei um ausgesprochen kleinräumige Vorgänge handelt. Diese Schwierigkeiten erreichen das größte Ausmaß bei der Gewitter- und Hagelprognose. Zum Schluß wird die Einführung einer Wetterkarte des Alpenraumes in größerem Maßstab vorgeschlagen, die als Grundlage für die in den Alpen unerläßliche synoptische Kleinarbeit dienen und die Ausschöpfung des reichen Beobachtungsmaterials ermöglichen soll.

Summary. A survey is given of the problems concerning synoptic work in the Alps. Starting from the statement that observations can be used only after very critical examination the Author discusses at first the regional phenomena and their consequences for the local development of weather, such as the tendency to form anticyclonic circulations over the Alps, the daily-periodic wind systems with their singularities of quasistationary fields of currents, the increase in frequency of front passages at certain hours of the day, etc. Furthermore, the following modifications of far-reaching atmospheric circulations are discussed: the southern foehn and the difficulties of its forecast, the passage of cold air masses across the Alps associated with

wedges of high pressure on the northern side of the Alps, the low pressure regions in northern Italy and their development to V_b-cyclones. The very important timely forecast of strong precipitations is dealt with the difficulties of which are mostly due to the fact that, frequently, no relation to borders of air masses can be established, the precipitation being caused by processes of definitely local origin. Most difficulties arise in forecasting thunderstorms and hail. At last a weather map of larger scale including the Alpine region is proposed to serve as a basis for the detailed synoptic work necessary in the Alps and to make possible the evaluation of the rich material of observations.

Résumé. L'auteur présente un coup d'oeil d'ensemble sur les problèmes du travail synoptique dans les Alpes. Après avoir souligné la nécessité de soumettre les observations à une critique serrée, on s'occupe d'abord des phénomènes régionaux et de leur rôle dans l'évolution locale du temps; parmi ceux-ci il faut mentionner la tendance à la formation de circulations anticycloniques sur les Alpes, les systèmes de vents à période diurne avec les singularités quasi stationnaires de leurs champs de courant, la prédominance particulière des passages frontaux à certaines heures de la journée, etc. Suit une discussion des modifications suivantes de la circulation atmosphérique générale: le foehn du Sud et la difficulté de sa prévision, le franchissement des Alpes par les masses froides avec les coins de haute pression au Nord de la chaîne ainsis que les dépressions de l'Italie du Nord et leur évolution en dépressions V_b. L'auteur expose le cas des précipitations abondantes, difficiles à prévoir à temps parce que souvent non liées à des limites de masses d'air et parce que ce sont en général des phénomènes géographiquement très limités. Ces difficultés sont les plus grandes lorsqu'il s'agit de prévoir les orages et la grêle. Enfin il propose de dresser une carte du temps de la région alpine à grande échelle, destinée à servir de base au travail synoptique de détail et à permettre la mise en valeur du matériel d'observations à disposition.

Der Synoptiker in einem Gebirgsland oder in der unmittelbaren Nachbarschaft eines ausgedehnten und hohen Gebirges, wie es die Alpen sind, hat Aufgaben zu lösen, die sich in vieler Hinsicht von den im Flachland auftretenden unterscheiden. Es soll im folgenden versucht werden, einen gedrängten Überblick über den Problemkreis der alpinen Synoptik zu geben[1].

Die wohlbekannte Dreiteilung der Atmosphäre [*45, 49*] im Gebirge erfordert am Beginn jeder synoptischen Arbeit eine besonders eingehende Materialkritik. Die wenig mächtige, aber — wie die Zugspitzbahnversuche von A. Büdel [*22*] gezeigt haben — sehr widerstandsfähige Hangatmosphäre und die den Talraum unterhalb der Bergkämme erfüllende Talatmosphäre haben in bezug auf ihren thermischen Aufbau und die Luftzirkulation ein ausgeprägtes Eigenleben. Die alpinen Stationen sind dadurch von der freien Atmosphäre und den Vorgängen in ihr viel strenger isoliert, als die innerhalb der Grundschicht der Troposphäre [*184*] gelegenen Stationen des Flachlandes. Aus diesem Grunde mögen sie dem nicht ortskundigen Synoptiker weniger repräsentativ im Sinne der Methoden der Luftmassenanalyse erscheinen. Oft bilden sich in den

[1] Nach einem Vortrag auf der zweiten internationalen Tagung für alpine Meteorologie in Obergurgl, Tirol, 20. und 21. September 1952.

Tälern kleine Luftmassen — ein Vorgang, der immer noch zu wenig bekannt ist [*45, 46*] — die sich mit erstaunlicher Zähigkeit behaupten und Gegensätze auf engstem Raum bewirken, mit denen der mehr auf eine großräumige Schau eingestellte Synoptiker nicht gewohnt ist zu arbeiten. Die Analyse der Luftmassengrenzen mag daher in Gebirgsländern nach den Methoden der „luftmassenmäßigen Arbeitsweise" [*174*] nicht immer leicht möglich sein. Diese Schwierigkeit, auf die A. Roschkott [*160*] schon vor 20 Jahren hingewiesen hat, verleitet zu einer gerade hier nicht angebrachten „Großzügigkeit" der Analyse unter geringer Beachtung der wenigen alpinen Stationen, die in der Wetterkarte Platz finden. Das mag vom Standpunkt der modernen, weitgehend aerologisch orientierten Synoptik aus betrachtet keinen Nachteil bedeuten, denn deren Methoden richten sich, wie T. Bergeron [*7*] die Sachlage auf der Kissinger Tagung im Jahre 1949 treffend formuliert hat, auf die Herstellung einer Vorhersagekarte und damit einer großräumigen allgemeinen Prognose. Der Synoptiker in den Alpen dagegen muß sich in liebevoller aber nicht müheloser Kleinarbeit mit der speziellen Prognose auf kleinem Raum auseinandersetzen. Das Alpengebiet ist ein kleiner Raum schon auf der Europawetterkarte und es verschwindet auf der Nordhalbkugelwetterkarte fast völlig und gliedert sich doch in zahlreiche, wohlzubegründende Prognosenbezirke. Ortskenntnis und -erfahrung werden hier immer wertvolle Ergänzung der synoptischen Methoden bleiben [*113*].

Groß sind die Erkenntnismöglichkeiten, die sich dem Synoptiker erschließen, der den für diese Kleinarbeit erforderlichen Blick besitzt, mit dem er Paare von Tal- und Bergstationen umfaßt. J. v. Hann [*82*] hat im Jahre 1876 mit Hilfe solcher Stationspaare die wahre thermische und in Umrissen auch die dynamische Struktur der Hoch- und Tiefdruckgebiete richtig erkannt, 60 Jahre vor der Einführung der Höhenwetterkarten, denen der erste Blick des Synoptikers heute gilt. Ferner konnte A. Defant [*29*] die Temperaturbeobachtungen der Bergstationen mit Erfolg zur Vorhersage der Bodendruckänderungen benützen und dabei erstmalig den thermischen Aufbau der Steig- und Fallgebiete des Druckes ableiten. H. v. Ficker [*64*] hat die vergleichende Analyse des Wetterablaufes an Tal- und Bergstationen bis zu hoher Vollendung weiterentwickelt und daraus Regeln zur Beurteilung der Wetterentwicklung abgeleitet, deren Anwendung dem Synoptiker auch heute noch wertvolle Hilfe zu leisten vermag, besonders wenn die Höhenkarte nicht zugänglich ist. Eine Nachprüfung der Ficker-Regeln mit Beobachtungen aus der Schweiz durch M. Bider [*8*] hat erst vor wenigen Jahren deren Brauchbarkeit auch im Westteil der Alpen gezeigt.

Nach Einführung der täglichen Flugzeugaufstiege und der Radiosonden schien das Interesse an den Gipfelobservatorien zu schwinden, sie waren nicht mehr Vorposten gegen die unbekannten hohen Atmosphärenschichten. Aber die Probleme des Synoptikers sind durch die Einbeziehung von täglichen Stichproben aus der Stratosphäre nicht einfacher geworden und bald schon wurden mahnende Stimmen laut, die nicht so sehr der Auflassung schon bestehender Bergobservatorien Ein-

halt gebieten sollten, sondern aus sehr realen Gründen für die Errichtung neuer plädierten. Ein Memorandum [*125*] „for Mountain Observatories" trägt die Unterschriften von J. Bjerknes, Ch. F. Brooks, C. G. Rossby und anderer, und erst kürzlich hat H. v. Ficker [*68*] die eher noch wachsende Bedeutung der Bergobservatorien für die Meteorologie der Gegenwart erläutert. Einer statistischen Untersuchung von W. Peppler [*145*] kann man entnehmen, daß z. B. starke Temperaturänderungen von 5 bis 7° C am Säntis von gleichzeitigen Änderungen im Tal begleitet sind, die im Mittel nur den halben Betrag erreichen und deren Vorzeichen wegen der häufigen Maskierung der Fronten nicht einheitlich ist. Zur zweifelsfreien Erkennung von Luftmassenwechseln werden Bergstationen somit vorzuziehen sein und die aerologischen Aufstiege willkommen ergänzen. In Fragen der Erkenntnis des Ablaufes solcher Luftmassenwechsel sind die kontinuierlichen Registrierungen der Bergobservatorien auch heute noch den aerologischen Sondierungen überlegen, und dieser Vorsprung ist nach der endgültigen Verdrängung des Flugzeuges mit den überaus wertvollen Klartextmeldungen der Wolkenfolgen durch die blinde Radiosonde sogar wieder größer geworden! Untersuchungen bestimmter Wetterabläufe im Alpengebiet, die unter bewußter Ausnützung dieses Vorteiles bis in Einzelheiten ausgeführt wurden, geben dem Prognostiker — nicht nur in den Alpen — wertvolle Aufschlüsse. Ohne ein eingehendes Studium der Topographie, mit kritikloser Ordnung der Bergstationen nach der Höhe und ihrer Benützung im Sinne der markanten Punkte einer aerologischen Sondierung wird man freilich nur selten Erfolg haben. Auf diese und andere prinzipielle Schwierigkeiten bei der Verwendung von Alpenstationen hat H. v. Ficker [*66*] wiederholt eindringlich hingewiesen. Daß auch die Beobachtungen von Windrichtung und -stärke an den einzelnen Gipfelstationen durch das komplizierte Relief der Alpen verschieden stark gefälscht sind, ist bekannt [*162, 163, 186*]. Barometerablesungen werden durch den kombinierten Einfluß von Gelände und Gebäude bei starkem Wind in hohem Maße unverläßlich [*51*], auch die Temperaturbeobachtungen der Bergstationen weichen von den Werten der freien Atmosphäre in bestimmter Richtung ab [*43, 85, 139, 201*], und es bedarf kritischer Prüfung der Beobachtungen vor der Verwertung [*1, 149*].

Es gibt eine ganze Reihe von mehr oder weniger kleinräumigen Erscheinungen, die den Alpen ausschließlich ihr Vorhandensein verdanken und denen auch der Synoptiker in den Alpen seine Aufmerksamkeit zuwenden muß. Die Felder von Temperatur und Dichte in der Gebirgsatmosphäre unterliegen zweifellos starken, auf kleinem Raum mit der Wetterlage wechselnden, nur sehr wenig bekannten Veränderungen [*4*]. Die großen schnee- bzw. eisbedeckten Flächen in den zentralen Teilen der Alpen wirken überdies dahin, daß die Alpen gegenüber den vorgelagerten wärmeren Ebenen im Süden und Norden zur permanenten Kältequelle werden [*141*]. Diesem Zustand müssen Zirkulationen entsprechen, die sich durch die Neigung zur Ausbildung von Hochdruckrücken oder abgeschlossenen Hochdruckzellen über den Alpen zu erkennen geben.

Auf diesen Zusammenhang hat J. v. Hann [*83*] im Jahre 1887 hingewiesen und auch eine neuere Arbeit von K. Bullrich [*24*] nimmt dazu Stellung. Ohne Zweifel besteht eine gewisse Verwandtschaft zwischen der früher heißumstrittenen glazialen Antizyklone und ihrer alpinen Zwergform. Eine quantitative Bearbeitung des Problems fehlt jedoch noch, der zu entnehmen sein müßte, bis zu welchem Ausmaß diese Neigung zu antizyklonalen Zirkulationen einer Überschreitung der Gebirge durch Zyklonen hinderlich ist. Über der großen Seltenheit derartiger Ereignisse in den Alpen, die erst kürzlich durch P. Zistler [*215*] zusammengestellt wurden, darf nicht vergessen werden, daß andere größere Hochgebirge häufiger von Zyklonen überschritten werden; auch die Kerngebiete der glazialen Antizyklone vermögen sie ja zu überqueren.

Die aus den Untersuchungen von A. Wagner [*203*, *204*, *205*], E. Ekhart [*25*, *41*] u. a. gut bekannten tagesperiodischen Windsysteme in der Hang- und Talatmosphäre müssen dem Synoptiker in den Alpen mit allen ihren möglichen Konsequenzen und Erscheinungsformen von den Luftlawinen [*177*, *182*] bis zu den Malojawinden [*105*] stets gegenwärtig sein. A. Defant [*32*] hat in seiner umfassenden Darstellung der Windverhältnisse im Gebiete der ehemaligen österr.-ungar. Monarchie — einer Arbeit, die auch heute noch kaum ein Gegenstück in anderen Ländern besitzt — gezeigt, daß sich im Tagesgang in bestimmten Gebieten der Alpen bevorzugt singuläre Punkte oder Linien im Stromfeld ausbilden, denen die Neigung zu lokalen Besonderheiten des Wetters notwendig entsprechen muß. Ein Konvergenzpunkt befindet sich z. B. im mittleren Stromfeld des Sommers zu Mittag im Talkessel von Landeck, der, wie aus den Studien über die alpine Gewittertätigkeit von R. Weixlederer [*207*] hervorgeht, eine deutlich erhöhte Gewitterbereitschaft aufweist. W. Peppler und P. Götz [*141*] haben ausgedehnte Stromfelddivergenzen und -konvergenzen auch durch gleichzeitige Pilotierungen am Nordrand und in der Mitte der Alpen nachgewiesen. W. Brückmann [*21*], A. Roschkott [*161*] und H. Gutersohn [*77*] haben interessante Beispiele für den komplizierten Verlauf der in den Alpentälern gleichsam kanalisierten Luftströmungen bei verschiedenen Wetterlagen mitgeteilt. Man kann daraus entnehmen, daß nicht selten die Strömung im Tal dem großräumigen Gradienten entgegengesetzt verläuft. Die diesem Zustand entsprechenden lokalen Gradienten gehen aus einer detaillierten Untersuchung des Druckfeldes im Niveau von 500 m mit 1 mb-Isobaren hervor, sind jedoch durch die oft fehlerhafte Reduktion auf das Meeresniveau und die geringe Zahl der verwendeten Stationen in der Wetterkarte meist nicht erkennbar, wohl aber wetterwirksam. Auf eine weitere beachtenswerte Konsequenz des tagesperiodischen Windsystems, den aus Bodenbeobachtungen nur schwierig zu erfassenden, aber aus dem Wolkenbild erkennbaren Feuchtigkeitstransport in die Alpentäler hinein hat vor kurzem W. Schüepp [*185*] aus aktinometrischen Bestimmungen des Gesamtwassergehaltes der Atmosphäre hingewiesen. Die gesteigerte Bereitschaft für bestimmte Wetterereignisse zu bestimmten, durch den täglichen Gang des Luftdruckes ausgezeichneten Stunden des Tages,

die A. Schmauss [*176, 180*] mit meisterhaftem Blick erkannt und für die M. Rodewald [*157, 158*] neue Belege zusammengetragen hat, ist z. B. auch in Innsbruck durch eine Häufung der Durchgangszeiten von Kaltfronten zwischen 14 und 18 Uhr [*109*] zu erkennen. Eine genauere Untersuchung dieses Fragenkomplexes müßte gerade in den Alpen mit ihren ausgeprägten kleinräumigen Zirkulationen aussichtsreich und für den Synoptiker von Nutzen sein, denn die Wetterwirksamkeit von Luftmassenwechseln wird ohne Zweifel von der Phase der kleinräumigen Zirkulationen stark abhängig sein.

Ein Hochgebirge von den Dimensionen der Alpen hat vor allem einen modifizierenden oder, wenn man so will, störenden Einfluß auf den Ablauf der großräumigen atmosphärischen Zirkulationen. Die daraus resultierenden vielfältigen Erscheinungen [*5*] beschäftigen den Synoptiker in den Alpen heute noch intensiver als vor 85 Jahren; damals führte J. v. Hann [*81*] erstmalig und bewußt den Nachweis dafür, daß dem warmen trockenen Föhnwetter der Alpennordseite gleichzeitig kühles, trübes und nicht selten niederschlagsreiches Wetter auf der Südseite der Alpen entspricht. Damit war die erste alpin-synoptische Arbeit geschrieben, die deshalb so bedeutungsvoll für die Entwicklung der ganzen Meteorologie geworden ist, weil die darin erfolgreich auf atmosphärische Probleme angewendete thermodynamische Betrachtungsweise sich als so überaus fruchtbar erweisen sollte.

Das Stichwort „Föhn" versetzt uns mitten in einen der Brennpunkte moderner alpin-synoptischer Problematik. Dank einer großen Zahl wertvoller und kritischer Untersuchungen von R. Billwiller [*10, 11*], W. Trabert [*199*], H. v. Ficker [*59, 60, 67*], R. Kanitscheider [*104*] und K. Frey [*71, 75*] — um nur einige der wichtigsten Autoren zu nennen — sehen wir heute den Föhn ohne Zweifel anders als J. v. Hann vor 85 Jahren [*154*]. Längst ist der Streit der Meinungen darüber verstummt, ob die charakteristische Störung des Druckfeldes in der Umgebung der Alpen bei Föhn dynamischer oder thermisch-statischer Natur sei — und es waren Träger klangvoller Namen, die damals die Federn kreuzten: F. M. Exner [*54*], H. v. Ficker [*57*], W. Trabert [*200*], W. Schmidt [*183*] — oder ob die kleinen Tiefdruckgebiete über den Föhntälern Ursache oder Folge des Föhns seien [*10*]. Auch über den Zustand der freien Atmosphäre bei Föhn sind wir gut informiert: die bekannten aerologisch-statistischen Arbeiten von L. Lammert [*112*] und W. Peppler [*144*] haben uns ein mittleres Bild entworfen und die kühnen Föhnflüge im Freiballon, die H. v. Ficker [*61, 62*] vor 40 Jahren von Innsbruck aus durchführte, haben das Fundament für unsere Kenntnisse vom Verlauf der Stromlinien im Gebirge [*65*] geschaffen, die heute noch für die Flugberatung von Wert und Bedeutung sind. Wir wissen heute, daß der Einfluß des Alpenreliefs bei Föhn sich bis weit in die Stratosphäre hinein erstrecken kann [*110*] und der Aktivität der Segelflieger, die diese neuen Möglichkeiten begeistert nutzen, entspringen mehr Fragen, als sie mit unseren heutigen Erfahrungen zu beantworten sind [*153*]. Wir kennen die bevorzugten Föhntäler und die Reichweite

des Südföhns ins Alpenvorland hinaus [*108, 122, 175, 210*], wir sind durch die Arbeiten von R. Klein [*106*], R. Billwiller [*12*], G. Crestani [*27*] und M. Bossolasco [*18*] über die Entwicklung und den Verlauf des Nordföhns in den Tälern der Alpensüdseite gut informiert und wir wissen auch, daß gelegentlich Tiefdruckgebiete, die nur in der mittleren Troposphäre vorhanden sind und im Bodendruckfeld nicht erscheinen, einen überraschenden Föhn bewirken können [*94*].

Wir können ohne Übertreibung feststellen, daß der Föhn zu den bestbekannten meteorologischen Prozessen gehört — und doch ist die Föhnprognose ein überaus heikles Problem geblieben. Wir kennen gut die für die Ausbildung von Föhnlagen charakteristischen Druckfelder [*148*], und es ist bei einer entsprechenden Entwicklung mit relativ hoher Sicherheit möglich, eine großräumige Südströmung über dem Alpenraum vorherzusagen; die weitere Entwicklung dieser Südströmung zum Föhn, der von den Menschen begrüßt oder gehaßt durch die Täler braust, ist ein Problem, das damit noch nicht gelöst ist. Das hängt nicht allein damit zusammen, daß der Streit der Meinungen über die Ursachen des Herabsteigens des Föhns in die Täler noch nicht abgeschlossen ist [*3, 60, 72, 164, 192*]; es fehlt auch an aerologischen Beobachtungen aus den Alpentälern, um mittels geeigneter Arbeitshypothesen dieses, subtilste Kleinarbeit zu seiner Lösung erfordernde Problem in der kurzen verfügbaren Zeit erfolgreich angreifen zu können. Der Meteorologe wird wohl immer vergeblich bemüht sein, die tieferen Ursachen für die häufig mit dem Föhn zusammenhängenden Fehlprognosen seinem Publikum verständlich zu machen, das um so zahlreicher diejenigen Regionen bewohnt, in die der Föhn nur nach Überwindung besonderer Schwierigkeiten hinabsteigen kann.

Bietet die Entwicklung der Großwetterlage, die als „*die* Föhnsituation" bekannt ist, einen brauchbaren Anhaltspunkt für die Föhnprognose [*23*] ? Darüber könnte die Wetterlagenstatistik entscheiden, die auf möglichst langjährige Föhnbeobachtungen anzuwenden sein wird. H. Hauer [*86*] hat sich dieser Aufgabe angenommen und seiner Untersuchung den Ekhartschen Föhnkalender [*47*] unterlegt, der in dem 42jährigen Zeitraum 1906 bis 1947 in Innsbruck 2825 Föhntage verzeichnet. Das Ergebnis ist entmutigend: nur die Troglagen über Westeuropa und die Situationen mit Zentraltief bei den Britischen Inseln geben zusammengefaßt in 71% aller Fälle zu Föhn auch in den Tälern Anlaß, und das auch nur im Frühjahr; im Jahresmittel tritt nur bei 51% der genannten, dazu prädestinierten Großwetterlagen Föhn auf. Die absolut meisten Föhnfälle (387 in 42 Jahren) treten bei Westlagen auf, aber diese Westlagen mit Föhn machen nur 14,5% aller Westlagen (ohne die südlichen) aus. Keine einzige der 28 typischen Wetterlagen, die der wertvolle Katalog von Hess und Brezowsky [*92*] anführt, erweist sich als völlig föhnsicher! Das gleiche Ergebnis hat auch kürzlich erst H. Ungeheuer [*202*] mit einem 13 Jahre umfassenden Material für Bad Tölz erhalten. Die Kenntnis der Großwetterlage allein kann somit kaum die Grundlage für eine Föhnprognose bilden. Die Entwicklung der maßgebenden Gradienten

und der Anzeichen dafür bedarf noch eines eingehenden Studiums, bei dem man zwischen den einzelnen Föhnfällen weit mehr als bisher wird differenzieren müssen, um auch die etwas vernachlässigte thermodynamische Seite dieses Problems erfassen zu können. Die Untersuchung von Ingeheuer ist auch aus einem anderen Grund interessant, zeigt sie doch abweichend von Ekharts [*38*] Innsbrucker Ergebnis und unbeeinflußt von der auch im Herbst erhöhten „spezifischen Föhnwirksamkeit" der Großwetterlagen, die Hauer [*86*] nachgewiesen hat und die auch in der Schweiz zutrifft [*193*], einen einfachen Jahresgang der Föhnhäufigkeit mit dem Maximum in den Monaten April bis August. Auch der Tagesgang der Föhnhäufigkeit mit dem Maximum zwischen 16 und 19 Uhr zeigt keine Spur von den nächtlichen Föhnpausen des Innsbrucker Gebietes. Dieses Ergebnis vermag einer kritischen Prüfung vielleicht nicht völlig standzuhalten; der Synoptiker muß daraus doch erkennen, daß die Erfahrungen oft aus einem Tal nicht in ein anderes benachbartes übertragen werden können, wofür die kleinräumigen Zirkulationen mitverantwortlich sind.

Wie R. Streiff-Becker [*193*] in seiner, einen Zeitraum von über 170 Jahren umfassenden Statistik des Glarner Föhns zeigen konnte, sind auch säkulare Schwankungen der Föhnhäufigkeit vorhanden, die gut zu den säkularen Schwankungen des Windes und der Temperatur passen, für die F. Steinhauser [*190*] vom Sonnblick Belege geliefert hat; ihre noch geheimnisvolle Bindung an Schwankungen der allgemeinen Zirkulation sind von H. Flohn [*69*] anläßlich des Garmischer Festkolloquiums beleuchtet worden. Ein weites Forschungsfeld öffnet sich hier dem Blick und die relativ langen Beobachtungsreihen alpiner Gipfelstationen sind zunächst die einzigen sicheren Pfade in diesem Neuland.

Auch das Ende des Föhns ist für den Synoptiker, besonders in den inneren Alpentälern voller Überraschungen. Nicht selten werden die dann meist von Südwest nach Nordost orientierten Frontalzonen über dem nördlichen Alpenvorland quasistationär und jede daran entstehende Welle verzögert das Eindringen der Kaltluft in die Alpentäler. Gerade bei diesen schwierigen Situationen gewinnt man den Eindruck ausgesprochen tageszeitlicher Gebundenheit. Stärker fallender Druck und auffrischende östliche Winde kündigen im Nordalpenvorland außerhalb des Föhnbereiches die herannahende Front an [*90*]; der Beobachter auf einem Gipfelobservatorium sieht, selbst noch in der Föhnströmung, die Wolkenmassen der Kaltluft großartig vorrücken und anschwellen, aber bevor der Luftmassenwechsel beginnt, hüllt oft Nebel die Gipfel ein. Es handelt sich dabei wohl in den meisten Fällen um eine Hebung der präfrontalen Warmluft, die auch die erste Abkühlung noch in der gleichen Luftmasse bewirkt [*74*]. Wir verdanken M. Bouët [*19*] eine Auseinandersetzung mit diesen eigenartigen „Vorläufern" der eigentlichen Luftkörper, deren Analyse immer zumindest mit Hilfe der leicht berechenbaren potentiellen Äquivalenttemperaturen vorgenommen werden sollte [*97*]. Die Überschreitung der Alpen durch eine Kaltluftmasse ist ein überaus verwickelter Vorgang und dementsprechend ist der

Wetterablauf durch eine außergewöhnliche Variationsbreite der Erscheinungen ausgezeichnet. So mag es zu verstehen sein, daß dem nun fälligen Stichwort „Stau" kein annähernd so abgerundeter Vorstellungskomplex entspricht [*133*]. Das klassische Bild der auf der Nordseite der Alpen langsam anschwellenden Kaltluft hat uns H. v. Ficker [*56*] entworfen; es hat einige Erweiterungen erfahren durch die selteneren Fälle, die mit einer mindestens bis in Gipfelhöhe der Alpen senkrechten Frontfläche passieren. E. Ekhart [*42*] hat einen markanten derartigen Fall eingehend analysiert (vgl. auch [*212*]), bei dem die Überquerung der Alpen durch die Kaltluftmassen nur vier Stunden erforderte. Das gleichzeitige Eintreffen der Kaltluft an Berg- und Talstationen ist nach einer Statistik von F. Hader [*78*] am niedrigeren Ostrand der Alpen anscheinend nicht selten.

Wie der Vorgang eines Luftmassenwechsels im einzelnen abläuft, davon wissen wir noch wenig, verfügen wir doch nur über einige genaue Analysen, unter denen sich bezeichnenderweise nur *eine* Warmfrontanalyse [*15*] befindet. A. Roschkott [*159*] hat über den Böenablauf in Gebirgstälern wertvolle Mitteilungen gemacht. Die Frontflächen von Kaltmassen, die die Alpen überschreiten, sind in dauernder Umgestaltung begriffen; dadurch kommt es in einzelnen Abschnitten der Front wahrscheinlich zur Ausbreitung potentiell kälterer Luft über potentiell wärmere, also zum Voreilen von Kaltluft in der Höhe [*97*]. Mit bemerkenswerten Komplikationen gehen gewisse Kaltfronten durch, die noch nördlich des Hauptkammes der Alpen von Nordföhnerscheinungen begleitet sind. Die Analyse eines Kaltfrontdurchganges [*97*, *98*] mit sehr merkwürdigen Erscheinungsformen (kurzdauernde kräftige Erwärmung und ebensolcher Fall der relativen Feuchte bei Nordwind an mehreren Talstationen der Nordalpen, vgl. Abb. 1 in [*98*]) hat ergeben, daß in diesem Fall die Kaltfrontfläche als Abgleitfläche für die vorgelagerte mT-Masse diente, innerhalb der knapp vor dem Frontdurchgang die nordföhnartige Erwärmung erfolgte. Der Nachweis des Abgleitvorganges war aus den Registrierungen alpiner Bergstationen zu führen (vgl. Abb. 8 in [*98*]), die knapp vor dem Durchgang der Kaltfront im Druckbereich von 650 bis 950 mb konstante potentielle Temperatur aufwiesen. Die Wetterkarte dieses Tages zeigte ein kräftiges Tiefdruckgebiet über der mittleren Ostsee, auf dessen Rückseite ein breiter Strom maritimer Polarluft gegen die Alpen vordrang (vgl. Abb. 1 in [*97*]); über dem Alpenraum selbst war eine ausgeprägte Isobarendivergenz entwickelt, die offenbar mit dem Abgleitvorgang in Beziehung stand. Mittelt man die Wetterkarten von je zehn Kaltfrontdurchgängen mit Nordföhn in Innsbruck (im Zeitraum 1920 bis 1950 gibt es 65 derartige Fälle [*98*]), dann erhält man bis in Einzelheiten das gleiche Bild. Abb. 1 (aus einer noch unveröffentlichten Untersuchung) zeigt eine solche mittlere Druckverteilung aus zehn Fällen, und zwar ist in Karte *a* die Wetterlage jeweils zum Termin *vor* Nordföhnbeginn gemittelt, das ist im Mittel drei Stunden vorher zu erkennen; die Isobarendivergenz über dem Alpenraum ist schön entwickelt. Auf der analogen Karte *b* im Mittel vier Stunden nach Nord-

föhnbeginn in Innsbruck ist die Entwicklung des Westkeiles am Nordrand der Alpen und des Tiefdruckgebietes über Oberitalien in vollem Gange. Schroff scheiden die Alpen Druckanstieg im Norden und Druckfall im Süden (Karte 1 *c*) in einer für eine Mittelkarte überaus klaren Form.

Dieses günstige Ergebnis der Wetterkartenmittelung mag darauf zurückzuführen sein, daß von einem meteorologischen Ereignis mit sehr enger Definition (Kaltfrontdurchgang mit Nordföhn in Innsbruck) ausgegangen wurde. Auch A. DEFANT [*30*] hat für ein wohldefiniertes Ausgangsereignis (Graupelfälle in Wien) eine ganz charakteristische mittlere Druck-

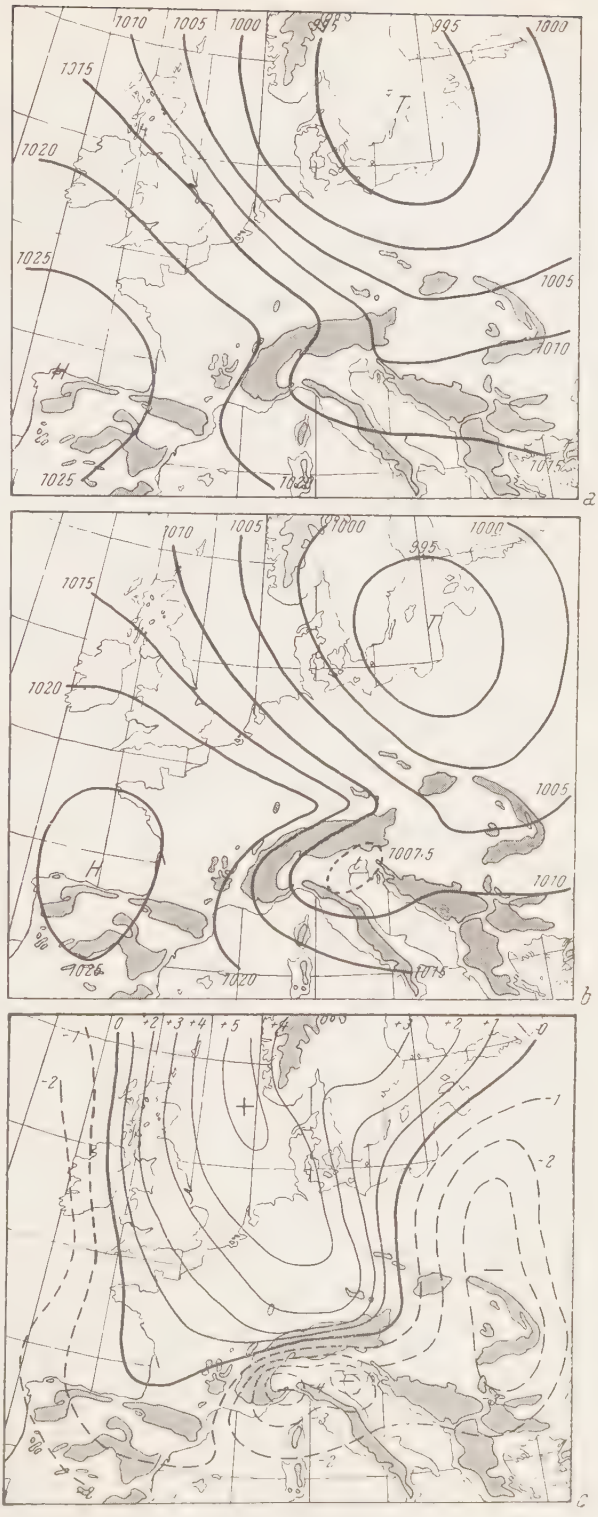

Abb. 1. Mittlere Druckverteilung (mbar) bei zehn Kaltfrontdurchgängen mit Nordföhn in Innsbruck. Gelände über 1000 m gerastert. *a* Termin im Mittel 3 Std. *vor* Nordföhnbeginn. Die Isobarendivergenz über den Alpen ist gut entwickelt. *b* Termin im Mittel 4 Std. *nach* Nordföhnbeginn. Der Westkeil am Nordrand der Alpen und das Tiefdruckgebiet über Oberitalien entwickeln sich. *c* Mittlere Druckänderung (*b*−*a*) in 7 Std. in mbar bei Nordföhn in Innsbruck.

situation gefunden, die der hier gezeigten weitgehend ähnlich ist. Die Mittelung von Wetterkarten definierter Ereignisse scheint somit zu eindeutigeren Ergebnissen zu führen, als die immer etwas schematische Großwettertypenstatistik. F. M. Exner [*52*, *53*] hat eine Typisierung der charakteristischen Keile hohen Druckes am Nordrand der Alpen vorgenommen und sich für dreizehn Typen entschieden, die aber nicht — wie erhofft — jedesmal von gleichen Wettererscheinungen am Nordrand der Alpen begleitet waren. Dagegen konnte O. v. Myrbach [*130*, *131*] zeigen, daß eine Beziehung zwischen Druckänderung und Wetter am Alpennordrand in dem Sinne gegeben ist, daß der stärkste Anstieg vom schlechtesten Wetter begleitet wird; bei fallendem Druck ist das Wetter am Alpennordrand dagegen meist gut [*142*]. Wir finden hier somit die Erscheinungsform des langsamen Wettertyps von R. Mügge [*129*] gut ausgeprägt, allerdings oft aus ganz anderen Gründen: aktives Abgleiten von Warmluft über den Alpenwall bei fallendem Druck und aktives oder passives Aufgleiten von Warmluft über die am Alpennordrand mit steigendem Druck anschwellende Kaltluft. So ist es zu verstehen, daß die typischen Wolkenfolgen und Wettererscheinungen der Warmfront [*6*] nördlich des Alpenhauptkammes bis weit ins Alpenvorland hinaus fast völlig fehlen und daß auch das typische Rückseitenwetter hier nur selten rein in Erscheinung tritt [*137*]. W. Peppler [*140*, *146*] hat die Westkeile auch aerologisch-statistisch bearbeitet und ihre Entwicklung ist im Sinne der Ansicht H. v. Fickers [*56*, *57*] in den allermeisten Fällen zu verstehen. Die Westkeile müssen trotzdem wegen ihrer, von R. Scherhag [*169*, *172*] betonten wesentlichen Mitwirkung am Zustandekommen nördlicher V_b-Lagen vom Synoptiker beachtet werden.

Im eigentlichen Sinne problematisch ist jedoch immer noch die Vorhersage der kleinen Tiefdruckgebiete im oberitalienischen Raum. Bevor noch die Kaltluft als Bora oder Nordföhn [*56*, *76*, *97*], oft auch die Täler der Südalpen überwehend und dann nur im Wolkenbild erkennbar [*132*] den Südrand der Alpen erreicht, hat die Entwicklung des Tiefdruckgebietes bereits begonnen. Abb. 2 zeigt dafür ein Beispiel: eine aus einer Störung über Südschweden resultierende Okklusion bringt am Nordostrand der Alpen noch ergiebige Niederschläge (Innsbruck vom 26. März 1944, 15 Uhr bis 27. März 07 Uhr 39,0 mm), der Druckfall ihrer Vorderseite wird über Oberitalien lokal so verstärkt, daß ein frontenloses Tiefdruckgebiet ohne besondere Wettererscheinungen entsteht, das in diesem Fall auch frontenlos bleibt und rasch wieder verschwindet, da die Hauptmasse der Kaltluft über den Balkan vordringt. Der Isohypsenverlauf der Topographien 500, 225 und 96 mb zeigt eine starke einheitliche Nordströmung über dem Alpenraum, also ideale Bedingungen für die Entstehung einer Tropopausenwelle im Sinne von A. Defant [*31*], deren Anzeichen im Lee der Alpen von F. John [*102*] studiert worden sind, aber in diesem Fall ist eine Welle mit dem über Oberitalien spärlichen aerologischen Material nicht nachzuweisen. Wie ist der Druckfall im Lee der Gebirge prognostisch zu erfassen, der zu den typischen Stromlinienbildern führt, auf die uns Th. Hesselberg und H. U. Sverdrup [*93*],

V. W. Ekman [*50*] und M. P. Queney [*155*] aus den Wetterkarten aufmerksam gemacht haben und die D. Fultz und R. R. Long [*70*] in bedeutenden Experimenten erst vor kurzem nachahmen konnten? H. v. Ficker [*63*] hat die Erscheinung mit einer durch die Alpen erzwungenen Phasendifferenz der komplexen Druckschwankung zu deuten versucht und eine Bearbeitung des gleichen Problems an den nordamerikanischen Rocky Mountains, wo überaus eindrucksvolle Leezyklogenesen auftreten, führt die Verfasser S. L. Hess und H. Wagner [*91*]

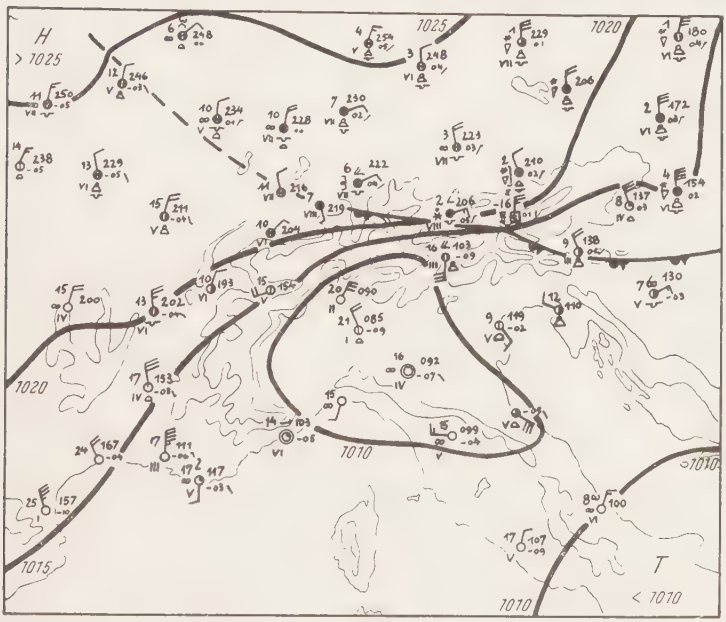

Abb. 2. Ausschnitt aus der Wetterkarte vom 27. März 1944, 14 Uhr. Die Höhenlinien von 1000 und 2000 m sind schematisch angedeutet.

wieder auf die Ansicht H. v. Fickers. Das Isallobarensystem okkludierter, im Norden der Alpen vorbeiziehender Depressionen wird an den Alpen modifiziert; wir wissen, daß das Kompensationsvermögen der unteren Troposphäre am Nordrand der Alpen gut, über der Poebene aber schlechter ist [*95*], was allgemein von Luv- und Leeseite der Gebirge zu gelten scheint. Nur im Lee eines Gebirges kann sich eine sonst schon kompensierte Druckänderung also noch am Boden auswirken. Eine Beeinflussung der 24stündigen Druckänderungsgebiete durch Hochgebirge wird somit vor allem in der Intensität zu suchen sein, und weniger in der Steuerungsrichtung [*119, 150*].

Diese kurzfristig entstehende zyklonale Isobarenform wird zu einem richtigen Tiefdruckgebiet wohl erst durch Einbeziehung entsprechender Luftmassen. Sind diese bereit, dann entstehen, wie wir aus den Untersuchungen von E. Dinies [*35*], R. Scherhag [*170*] und H. Walden [*206*]

wissen, oft ganz überraschend kräftige Zyklonen, die auf einer der 5er-Straßen abwandern. Lokale orographische Gegebenheiten sind weitgehend maßgebend dafür, daß die Bildungsstätte dieser Zyklonen so genau fixiert ist [*6*]. Zur rechtzeitigen Erfassung dieser immer noch viel zu wenig bekannten Vorgänge ist äußerste Wachsamkeit erforderlich. J. Lugeon [*120*] hat auf einen bemerkenswerten Fall hingewiesen, wo zwischen den Terminen 7.30 und 13.30 Uhr Hochkeil und Tiefdruckausläufer ihre Plätze zu beiden Seiten der Westalpen gewechselt haben. Mit der Entwicklung des oberitalienischen Tiefs hängt die Wetterwirksamkeit der Kaltfronten besonders im Ostteil der Südalpen eng zusammen Nicht selten wird dort eine starke Steigerung des Niederschlages beobachtet (vgl. Abb. 17 in [*97*]), der keine so enge Bindung an das Gelände zeigt, wie an den Nordalpen. Hier gleiten dann mT-Massen über die nach Süden vordringende Kaltluft auf. L. Kletter [*107*] konnte als wertvolle Hilfe für den Prognostiker die Regel ableiten, daß dieser Fall immer dann gegeben ist, wenn die Südostalpen noch auf der Vorderseite eines Höhentroges liegen.

Die rechtzeitige Vorhersage starker Niederschläge ist ein ganz brennendes Problem, das haben die noch frisch in unserem Gedächtnis haftenden Lawinenkatastrophen des Winters 1950 51 [*33, 156, 167*], sowie die katastrophale Überschwemmung im Pogebiet im November 1951 gezeigt. Aus zahlreichen Untersuchungen von W. Trabert [*198*], H. v. Ficker [*58*], R. Billwiller [*13, 14*], F. Prohaska [*159*], M. Schalko und F. Steinhauser [*167*], F. Lauscher [*116*] u. a. kennen wir die zu starken und verbreiteten Niederschlägen neigenden Wetterlagen recht gut. Die Nordwestlage ist besonders im Frühsommer häufig von starken Niederschlägen in den Nordalpen begleitet [*13, 197*] und E. Dinies [*34*] hat uns wertvolle Anhaltspunkte für ihr Stationärwerden mitgeteilt. Erschwerend für die Prognose ist der dabei meist hohe Luftdruck: doch konnte H. v. Rudloff [*165*] nachweisen, daß gerade die bei West- und Nordwestlagen häufigen starken Druckanstiege in den meisten Fällen nur eine ganz vorübergehende Wetterberuhigung bewirken. Diese Erfahrung wurde auch durch den Druckverlauf der Katastrophentage des Januar 1951 bestätigt, die einer langdauernden Nordwestlage zuzurechnen waren, wie man einem kurzen Bericht über diese Wetterlage von F. Defant [*33*] entnehmen kann. Am Südfuß der Alpen fallen extreme Niederschläge besonders bei zyklonaler Föhnlage vorwiegend im Herbst: so war die Hochwasserkatastrophe im Pogebiet im November 1951 auf eine besonders langanhaltende Wetterlage dieser Art zurückzuführen — oder bei Genuazyklonen, vor allem wenn diese auf der V_b-Straße ziehen. Die Entwicklung dieser Lagen ist schwierig zu überblicken und die Erfahrung zeigt, daß ihre Auswirkungen auf das Wettergeschehen der Alpenländer häufig unterschätzt werden [*115*]. Die Statistik von 473 Genuazyklonen in 17 Jahren, die wir M. Bossolasco [*17*] verdanken, zeigt keine Großwetterlage frei von diesen Neubildungen. Wir kennen zwar aus einer Untersuchung von R. Maletzke [*121*] die Entwicklungsmerkmale einer typischen Großwetterlage, die häufig zur Ausbildung

von V_b-Zyklonen über dem Golf von Genua führt — aber wissen wir damit schon genug? Wie erkennt der Synoptiker auf der Nordseite der Alpen, ob eine Genuazyklone über den Alpenhauptkamm hinaus wetterwirksam wird? H. Hauer [*86*] hat die Zugspitzbeobachtungen daraufhin durchgesehen und gefunden, daß die maßgebenden Vorgänge in größerer Höhe ablaufen müssen; ob die anderen alpinen Gipfelobservatorien, besonders der Sonnblick, eindeutiger reagieren, wäre nachzuprüfen. Diese Fälle des Übergreifens starker Niederschläge aus den Südalpen auf die Nordalpen sind zwar selten [*118*, *134*], aber die Fehlprognosen dafür besonders peinlich, weil sie meist von allen alpinen Wetterdienststellen mit Überzeugung und Einmütigkeit erfolgen. Ein typischer Fall dieser Art war die Wetterentwicklung im Alpenraum vom 23. auf den 24. August 1952, die eine Untersuchung lohnen müßte.

Die Vorgänge, die zu starken Niederschlägen führen, sind für die Bedürfnisse der Praxis noch zu wenig bekannt [*138*]. Immer seltener wird die Auffassung, daß dazu ein frontgebundener Aufgleitvorgang genüge [*89*], immer häufiger finden wir Zweifel am rein geländegebundenen Stau [*2*], sowie die Meinung, daß beide Vorgänge von feuchtlabiler Schichtung der Warmluft begleitet sein müssen [*196*], wenn sie ergiebig sein sollen. Starke und anhaltende Niederschläge in den Alpen fallen häufig ohne erkennbare Bindung an Luftmassengrenzen, ja oft ohne irgendwelche Hinweise im Bodenfeld. In vielen Fällen sind dann sogenannte Kaltlufttropfen vorhanden [*26*, *187*], bei deren Vorbeizug auch stärkste Stürme und Kälteeinbrüche in Gipfelhöhe der Alpen und andere Überraschungen für den Synoptiker möglich sind [*94*, *171*, *173*]. Wir wissen von allen diesen Vorgängen noch zu wenig und wir müssen T. Bergerons [*7*] Mahnung beherzigen und viel mehr Thermodynamik und Wolkenphysik treiben und statt der mittleren Verteilungen viel mehr Einzelfälle der Niederschlagsverteilung studieren [*79*]. Die interessante Rubrik der Schweizerischen und Österreichischen Jahrbücher über besondere Starkregen könnte eine reiche Fundgrube werden.

M. Schalko und F. Steinhauser [*167*] haben gezeigt, daß von 328 Großschneefällen, die in 45 Jahren im Gebiet des heutigen Österreich beobachtet wurden, nur fünf Fälle das doch gewiß kleine Gebiet zur Gänze betroffen haben, während die anderen nur in Teilen davon auftraten. In dieser Kleinräumigkeit liegt eine weitere Schwierigkeit der richtigen Prognose starker Niederschläge, die wohl kaum jemals völlig zu überwinden sein wird. Das trifft besonders für die Gewitterniederschläge zu. Sorgfältige Studien über Häufigkeit, Entstehung, Ausbreitung und Verlöschen der Gewitter im Alpengebiet verdanken wir u. a. C. Hess [*124*], A. Defant [*28*], E. Ekhart [*40*], R. Weixlederer [*207*] und M. Bossolasco [*16*]. Wir wissen daraus, wie sehr selbst gering· Bodenerhebungen die Gewitterhäufigkeit steigern, wir kennen die beiden Streifen größter Gewitterhäufigkeit an den Rändern der Alpen und die lokalen Gewitterherde — aber viel mehr als eine Neigung zu Gewittern können wir bis jetzt kaum vorhersagen. Der Zusammenhang zwischen dem Dampfdruck an den Bodenstationen und Gewittern

ist, wie M. Bider und J. C. Thams [*9*] gezeigt haben, viel loser als erwartet und in verschiedenen Gebieten nicht einheitlich. Auch mit der Zahl der sommerlichen Westwettereinbrüche läuft die Gewitterbereitschaft nicht parallel, wie H. Winter [*211*] nachweisen konnte. Besser ist der Zusammenhang mit der Labilitätsenergie alpennaher Sondierungen, den R. Weixlederer [*208*] untersucht hat, aber auch da gibt es schwer durchschaubare Sonderfälle, die zum Teil damit zusammenhängen mögen, daß die meisten Sondierungen in den frühen Morgenstunden durchgeführt werden. Besonders die Hagelprognose bietet heute noch fast unlösbare Schwierigkeiten. Dieser unbefriedigenden Situation mag es zum Teil zuzuschreiben sein, daß immer wieder Wetterschießexperimente [*188*, *209*] mit großem Aufwand bei zweifelhaftem Erfolg durchgeführt werden. J. C. Thams und E. Zenone [*195*] haben die Vorbedingungen der schweren Gewitter und Hagelschläge vom 23. Mai 1950 im Tessin studiert und als wahrscheinliche Ursache in der Höhe einfließende äquivalent-potentiell kältere Luftmassen gefunden. Vermutlich sind auch die bekannt schweren Gewitter und die zahlreichen Hagelschläge in der Steiermark auf derartige, über den Alpenhauptkamm in großer Höhe vordringende Kaltluftmassen zurückzuführen; die zum Nachweis notwendigen aerologischen Sondierungen im engeren Alpengebiet fehlen leider. Durch sie wäre eine starke Befruchtung der gesamten alpinen Meteorologie zu erwarten, wie eine schöne, für andere Zwecke gewonnenes Material ausnützende Untersuchung von E. Ekhart [*44*] gezeigt hat.

Zur immer wichtiger werdenden Prognose des Niederschlagscharakters längerer Zeitabschnitte sind erst Ansätze vorhanden. J. Häfelin [*80*] hat die Anwendbarkeit der bekannten Baurschen Hochsommerregel in der Schweiz studiert und ein positives Ergebnis erhalten. Zur Schneemengenprognose ist bis jetzt erst ein interessanter Versuch von W. Mörikofer [*127*] bekannt geworden. So muß man sich zunächst darauf beschränken, die nach A. Schmauss [*178*] für Luftmassenablösungen an den Gipfelobservatorien der Ostalpen empfindlichen Daten im Auge zu behalten, die im Hochsommer durch eine deutliche Zunahme der Starkregen hervortreten [*88*]. Für die von F. Steinhauser [*189*, *191*] mehrfach untersuchte Niederschlagsbereitschaft in den Ostalpen und für einige der Volkswetterregeln [*179*], um deren Ehrenrettung sich F. Zimmer [*213*] bemüht hat, gilt, was A. Schmauss [*181*] von den Sommer- und Winterspiegelungspunkten im jährlichen Verlauf des Luftdruckes auf der Zugspitze, die mit bestimmten Wetterlagen [*135*] verbunden zu sein scheinen, gesagt hat: sie geben uns die Möglichkeit dazu, mit „erhöhter Aufmerksamkeit im synoptischen Dienst auf bestimmte, wenn auch nur mögliche atmosphärische Vorgänge" mit einer gewissen Bindung an den Kalender zu achten.

Der synoptische Tagesdienst in den Alpen ist auch reich an weit unscheinbareren, aber nicht unwichtigeren Problemen. Menge, Art und Untergrenze der Wolken, Hochnebeldecken und Bodennebel sind für den alpinen Luftverkehr immer noch von entscheidender Bedeutung; dennoch muß der Synoptiker bis auf geringe Ausnahmen seine Kenntnisse

aus den zwar überaus wertvollen, für die besondere Fragestellung der Synoptik aber unbefriedigenden klimatologischen Bearbeitungen dieser Elemente beziehen. Für die Bewölkung als Himmelsbedeckung besitzen wir eine umfassende neue Bearbeitung von E. Ekhart [*48*], aber nur wenige Untersuchungen unterscheiden bis jetzt die verschiedenen Wolkengattungen [*86, 136, 152, 194*]; die erschöpfende Bearbeitung der Wolken des Bodenseegebietes durch E. Huss [*100*] steht als bemerkenswerte Ausnahme völlig allein. Wir wissen, daß die Untergrenze von Stratusdecken bei Staugradienten mit der Annäherung an die Alpen absinkt [*126, 133*]; über die typischen Erscheinungsformen, die stark von den lokalen orographischen Gegebenheiten abhängig sind [*55*], sowie über die horizontale und vertikale Erstreckung der Stauwolkenfelder bei den verschiedenen Anströmungsrichtungen sind wir heute noch höchst mangelhaft unterrichtet. Ältere Erfahrungsberichte von Alpenflugstrecken enthalten einige wertvolle Hinweise auf orographische Besonderheiten der Wolkenbildung [*36, 37, 111*]. Daß diese vielversprechenden Anfänge keine weitere Ausbildung erfahren haben, ist schwer verständlich, ist doch die Entwicklung der Wolkenformen als Ausdruck physikalischer Vorgänge [*96*] ein überaus empfindlicher Indikator für die Wetterentwicklung auf kurze Frist, die gerade in der Flugberatung gefordert wird.

Etwas besser sind wir über das Vorkommen und Verhalten von Bodennebel und Hochnebeldecken in einzelnen Gebieten der Alpen informiert [*20, 124, 166, 214*]. Die relativ große Nebelhäufigkeit des Alpenvorlandes (50 bis 60 Tage im Jahr) und die Nebelarmut der inneren Alpentäler — schon in Innsbruck werden nur 26 Tage im Jahr beobachtet (Mittel 1932 bis 1951) — läßt für Flugplätze im Inneren der Alpen günstigere Landemöglichkeiten erwarten. Die Erfahrung hat diese Erwartung z. B. für Innsbruck oft bestätigt [*99*], zuletzt bei der berüchtigten Nebelwetterlage des Dezember 1951. Wir wissen, daß bei Zufuhr kontinentaler Kaltluft in winterlichen Hochdruckgebieten — in Wien [*168*] vorwiegend mit südöstlichen, im Bodenseegebiet [*143*] mit nordöstlichen Winden — häufig Hochnebeldecken auftreten, deren Mächtigkeit im Mittel 200 bis 300 m erreicht [*143, 147*] und deren Dauer viele Tage betragen kann. So wichtig dieser Vorgang auch ist, gibt es doch erst eine, allerdings sehr instruktive synoptische Darstellung eines advektiven Nebeleinbruches in ein Alpental, die wir E. Ekhart [*39*] verdanken. Für die Vorhersage dieser advektiven Nebel- und Hochnebeldecken läßt sich keines der praktischen Diagramme benützen [*117*], die für Strahlungsnebel so wertvoll sind, deren Prognose infolge ihres ausgeprägten täglichen Ganges [*214*] jedoch meist geringere Schwierigkeiten bereitet. Das weitere Verhalten der Hochnebeldecken kann jedoch mit Hilfe von Bergstationen beurteilt werden, wie K. Frey [*73*] gezeigt hat. Eine umfassende Bearbeitung der Mont-Gruppen der Bergstationen, die erstmalig von H. Hauer [*86*] für die Zugspitze durchgeführt wurde, erweitert jedoch durch eine Betrachtung der gleichzeitigen Wetterlagen, ist ein notwendiger Schritt zur Lösung der Tal-, Hang- und Hochnebelprobleme.

So mag der Weg noch weit erscheinen, an dessen Ende eine befriedigende dynamische Flugklimatologie der Alpen stehen wird. Die fast zwingende Notwendigkeit müßte zum Ausbau der dazu vorhandenen Ansätze [*103, 114*] beitragen. Eine entscheidende Förderung der alpinen Synoptik könnte erreicht werden, wenn die am alpinen Wetterdienst interessierten Staaten sich zur Einführung einer Wetterkarte des Alpenraumes in größerem Maßstab entschließen würden, die etwa das Gebiet von Norddeutschland bis Süditalien und von der äußeren Biskaya bis zu den Karpathen umfassen möge. Nur auf einer solchen Karte wäre es möglich, die jetzt schon im Alpengebiet tätigen 150 synoptischen Stationen[1] in einer Feinanalyse zu verwerten und damit das im täglichen Dienst heute Bestmögliche zu erreichen. Es sollten auch regelmäßig aerologische Aufstiege im Inneren des Alpenraumes durchgeführt werden, deren Dichte bei Bedarf zu steigern wäre. Zumindest zeitweise sollten wieder enge Netze von Registrierstationen errichtet werden, wie sie sich im Glarner [*128*] und Innsbrucker Föhngebiet [*59, 101*], im Oberpinzgau [*87*], im Sonnblickgebiet [*76, 161*] und in Niederösterreich [*123*] so sehr bewährt haben. Zur Ausschöpfung des reichen vorhandenen und des reicheren zu gewinnenden Beobachtungsmaterials brauchen wir schließlich viel mehr detaillierte Einzeluntersuchungen, um daraus die gerade in den Alpen so vielfältigen Möglichkeiten des Wetterablaufes besser als bisher verstehen zu lernen — zum Nutzen der ganzen Meteorologie!

Literaturverzeichnis.

1. Adler, N.: Meteorol. Z. **61,** 161 (1944).
2. Berg, H.: Gerl. Beitr. Geophys. **37,** 148 (1932).
3. — Ber. Deutscher Wetterd. US-Zone Nr. 35, 117 (1952).
4. Berger, P.: Union Géod. Géophys. Intern. Six. Ass. Gén. Edimbourg Septembre 1936. Assoc. de Météorol., Mém. et disc. 294, Paris 1939.
5. — Arch. Scienc. phys. et nat. 5me Pér., **24,** Fasc. 5—6, Genève 1942.
6. Bergeron, T.: Geof. Publ. **V,** Nr. 6 (1930).
7. — Ber. Deutsch. Wetterd. US-Zone, Nr. 12, 225 (1950).
8. Bider, M.: Verh. Schweizer. Naturf. Ges. Schaffhausen 81 (1943).
9. Bider, M. und J. C. Thams: Arch. Met., Geoph. Biokl. A, III, 402 (1951).
10. Billwiller, R.: Meteorol. Z. **12,** 201 (1895).
11. — Meteorol. Z. **16,** 204 (1899).
12. — Ann. Schweizer. Meteorol. Zentralanst. **39,** Anh. 6 (1902).
13. — Meteorol. Z. **33,** 379 (1916).
14. — Ann. Schweizer. Meteorol. Zentralanst. **64,** Anh. 14 (1927).
15. Bjerknes, J.: Geof. Publik. **III,** No. 6 (1926).
16. Bossolasco, M.: Geof. pura e appl. **3,** 71 (1941).
17. — Geof. pura e appl. **11,** Fasc. 3—6 (1948).
18. — Atti primo conv. intern. Meteorol. alp. Milano, Sett. 1950, 62, 1950 (Geof. pura e appl. **17**).
19. Bouët, M.: Bull. Soc. Vaud. Sc. nat. **60,** 83 (1938).

[1] Diese Stationszahl wurde von Herrn Dr. H. K. Müller, München-Riem, bei der Diskussion genannt; zu den synoptischen Terminen sind davon jedoch nur 30 bis 40 Meldungen verfügbar.

20. Bouët, M.: Arch. Met., Geoph. Biokl. B, **IV**, 26 (1952).
21. Brückmann, W.: Ann. Schweizer. Meteorol. Zentralanst. **65**, Anh. 1b (1928).
22. Büdel, A.: Deutsches Meteorol. Jahrb. Bayern **53** (1931).
23. Bullig, H. J.: Archiv d. Deutschen Seewarte **52**, Nr. 6 (1934).
24. Bullrich, K.: Meteorol. Z. **58**, 433 (1941).
25. Burger, A. und E. Ekhart: Gerl. Beitr. Geophys. **49**, 341 (1937).
26. Buschner, W.: Ber. Deutscher Wetterd. US-Zone, Nr. 23 (1951).
27. Crestani, G.: R. Mag. alle Acque, Uff. Idrogr. Pubbl. No. 120, Venezia 1923.
28. Defant, A.: Meteorol. Z. **27**, 341 (1910).
29. — Das Wetter **31**, 217 (1914).
30. — Das Wetter, **33**, 265 (1916).
31. — Sitzungsber. Wiener Akad. Math.-nat. Kl. Abt. IIa, **81** (1923).
32. — Anh. z. Jahrb. d. Meteorol. Zentralanst. Wien, **LVII**, 1920, Wien 1924.
33. Defant, F.: Die Pyramide **1**, 55 (1951).
34. Dinies, E.: Ann. Hydrogr. mar. Meteorol. **66**, 254 (1938).
35. — Ann. Hydrogr. mar. Meteorol. **66**, 466 (1938).
36. Egersdörfer, L.: Erfahrungsber. Deutsch. Flugwetterd. 1. Sonderbd. 61 (1930).
37. Egersdörfer, L. und H. Holzer: Erfahrungsber. Deutsch. Flugwetterd. 6. Folge, Nr. 30, Berlin 1931.
38. Ekhart, E.: Meteorol. Z. **49**, 452 (1932).
39. — Der Bergsteiger **3**, 481 (1933).
40. — Gerl. Beitr. Geophys. **46**, 62 (1936).
41. — Die Naturwissenschaften **26**, 21 (1938).
42. — Gerl. Beitr. Geophys. **53**, 161 (1938).
43. — Meteorol. Z. **56**, 12, 49 (1939).
44. — Meteorol. Z. **61**, 217 (1944).
45. — La Météorologie, 4e ser. Nc. 9 (1948).
46. — Meteorol. Rundschau **2**, 153 (1949).
47. — Meteorol. Rundschau **2**, 276 (1949).
48. — Geograf. Ann. **32**, 21 (1950).
49. — Atti primo conv. intern. Meteorol. alp. Milano, Sett. 1950, 56, 1950 (Geof. pura e appl. **17**).
50. Ekman, V. W.: Beitr. Phys. fr. Atmosph. **XIX**, 272 (1932).
51. Elsner, G. v.: Meteorol. Z. **44**, 99 (1927).
52. Exner, F. M.: Anh. z. Jahrb. d. Meteorol. Zentralanst. Wien 1903.
53. — Meteorol. Z. **23**, 163 (1906).
54. — Meteorol. Z. **25**, 126 (1908).
55. Ficker, H. v.: Ber. Naturw.-med. Ver. **XXIX**, Innsbruck 1904.
56. — Denkschr. Wiener Akad. Math.-nat. Kl. **80**, (1906).
57. — Meteorol. Z. **25**, 230 (1908).
58. — Meteorol. Z. **26**, 311 (1909).
59. — Denkschr. Wiener Akad. Math.-nat. Kl. **78**, (1905) und **85** (1909).
60. — Meteorol. Z. **27**, 439 (1910).
61. — Meteorol. Z. **30**, 213 (1913).
62. — Meteorol. Z. **30**, 608 (1913).
63. — Meteorol. Z. **37**, 350 (1920).
64. — Sitzungsber. Wiener Akad., Math.-nat. Kl. Abt. IIa, **131**, 415 (1922).
65. — Ber. Tät. Preuß. Meteorol. Inst. i. J. 1924, Anh. 31 (1925).
66. — Ber. Tät. Preuß. Meteorol. Inst. i. J. 1925, Anh. 45 (1926).

67. FICKER, H. v. und B. DE RUDDER: Föhn und Föhnwirkungen, 2. Aufl. Leipzig 1948.
68. FICKER, H. v.: XLVIII. Jahresber. Sonnblickverein **1950**, 4, Wien 1952.
69. FLOHN, H.: Ber. Deutscher Wetterd. US-Zone, Nr. 31, 17 (1951).
70. FULTZ, D. and R. R. LONG: Tellus **3**, 61 (1951).
71. FREY, K.: Beiträge zur Entwicklung des Föhns und Untersuchungen über Hochnebel. Diss. Basel 1944, Trimbach-Olten 1945.
72. — Verh. Schweizer. Naturf. Ges. Sils, 90 (1944).
73. — Verh. Schweizer. Naturf. Ges. Freiburg, 128 (1945).
74. — Verh. Schweizer. Naturf. Ges. Zürich, 90 (1946).
75. — Atti primo conv. intern. Meteorol. alp. Milano Sett. 1950, 87, 1950 (Geof. pura e appl. **17**).
76. FRÜHLING, A.: Meteorol. Z. **61**, 203 (1944).
77. GUTERSOHN, H.: Vierteljahrschr. Naturf. Ges. Zürich **LXXXIII**, 211 (1938).
78. HADER, F.: Meteorol. Z. **55**, 217 (1938).
79. — Wetter u. Leben **3**, 36 (1951).
80. HÄFELIN, J.: Verh. Schweizer. Naturf. Ges. Davos 147 (1950).
81. HANN, J. v.: Zeitschr. Österr. Ges. f. Meteorol. **II**, 433 (1867).
82. — Zeitschr. Österr. Ges. f. Meteorol. **XI**, 129 (1876).
83. — Geogr. Abh. **II**, Heft 2, Wien 1887.
84. — Meteorol. Z. **25**, 27 (1908).
85. — Meteorol. Z. **27**, 215 (1910).
86. HAUER, H.: Ber. Deutscher Wetterd. US-Zone, Nr. 16 (1950).
87. HELD, J. R.: Meteorol. Z. **58**, 398 (1941).
88. HELD, A. und M. ROLLER: Wetter u. Leben **3**, 261 (1951).
89. HERRMANN, M.: Veröff. Geophys. Inst. Leipzig, 2. Ser. **4**, 181 (1929—31).
90. HERZOG, J.: Veröff. Geophys. Inst. Leipzig, 2. Ser. **15**, 34 (1949).
91. HESS, S. L. and H. WAGNER: Journ. of Meteorol. **5**, 1 (1948).
92. HESS, P. und H. BREZOWSKY: Ber. Deutscher Wetterd. US-Zone Nr. 33 (1952).
93. HESSELBERG, TH. und H. U. SVERDRUP: Veröff. Geophys. Inst. Leipzig, 2. Ser. **1**, Nr. 4 (1914).
94. HOINKES, H.: Arch. Met., Geoph. Biokl. A, **II**, 82 (1950).
95. — Arch. Met., Geoph. Biokl. A, **II**, 239 (1950).
96. — Jahrb. Österr. Alpenverein **75**, 90 (1950).
97. — Arch. Met., Geoph. Biokl. A, **IV**, 238 (1951).
98. — Sitzungsber. Wiener Akad., Math.-nat. Kl. Abt. IIa, **160**, 267 (1951).
99. HOLZER, H.: Erfahrungsber. Deutsch. Flugwetterd. 8. Folge, Nr. 15 (1934).
100. HUSS, E.: Reichsamt f. Wetterd., Wissensch. Abh. **VIII**, Nr. 1, Berlin 1940.
101. INNEREBNER, F.: Meteorol. Z. **50**, 337 (1933).
102. JOHN, J. F.: Meteorol. Z. **59**, 286 (1942).
103. JOURDANT, F. und Mitarb.: Les accès de la vallée de l'Inn pour l'aviation légère. Miss. Météorolog. Franç. en Allemagne et en Autriche 1951.
104. KANITSCHEIDER, R.: Beitr. Phys. fr. Atmosph. **18**, 27 (1932); **24**, 26 (1937); **25**, 49 (1939).
105. KLAINGUTI-SCHAUMANN, H. und E. MOLL: Verh. Schweizer. Naturf. Ges. Genf, 109 (1937).
106. KLEIN, R.: Denkschr. Wiener Akad., Math.-nat. Kl. **73**, 101 (1901).
107. KLETTER, L.: Arch. Met., Geoph. Biokl. A, **I**, 384 (1949).

108. Kopfmüller, A.: Das Wetter **43,** 121 (1926).
109. Krenn, W.: Die Auswirkungen der Frontdurchgänge im Alpenraum Tirol-Vorarlberg. Diss. Innsbruck 1949.
110. Krug-Pielsticker, U.: Beitr. Phys. fr. Atmosph. **27,** 140 (1942).
111. Kühnert, W.: Erfahrungsber. Deutsch. Flugwetterd. 3. Sonderbd. 91 (1932).
112. Lammert, L.: Veröff. Geophys. Inst. Leipzig, 2. Ser. **2,** 261 (1917—20).
113. Lauscher, F.: Meteorol. Z. **60,** 379 (1943).
114. — Meteorol. Z. **61,** 211 (1944).
115. — Meteorol. Z. **61,** 285 (1944).
116. — Wetter u. Leben **3,** 166 (1951).
117. Lessmann, H.: Jahresber. Bad. Landeswetterd. Freiburg, 46 (1950).
118. Lorenz, G.: Die Witterungsvorgänge in Süddeutschland bei Warmlufttransport über das Alpenmassiv. Diss. Berlin 1941. Referat: Keil, K., Zeitschr. angew. Meteorol. Das Wetter **59,** 364 (1942).
119. Lorenz, H.: Veröff. Geophys. Inst. Leipzig, 2. Ser., **14,** 1 (1941).
120. Lugeon, J.: Ann. Schweizer. Meteorol. Zentralanst. **64,** Anh. 17 (1927).
121. Maletzke, R.: Ber. Deutscher Wetterd. US-Zone, Nr. 35, 62 (1952).
122. Malsch, W.: Zeitschr. angew. Meteorol., Das Wetter **45,** 366 (1928).
123. Margules, M.: Anh. Jahrb. Zentralanst. f. Meteorol. Wien **37** (1900).
124. Maurer, J., R. Billwiller und C. Hess: Das Klima der Schweiz. Frauenfeld 1909.
125. Memorandum "for Mountain Observatories". Bull. Amer. Meteorol. Soc. **15,** 93 (1934).
126. Möller, F.: Meteorol. Z. **59,** 132 (1942).
127. Mörikofer, W.: Gerl. Beitr. Geophys. **50,** 338 (1937).
128. Mörikofer, W. und E. Fritzsche: Bull. Schweiz. Akad. Mediz. Wiss. **6,** 23 (1950).
129. Mügge, R.: Meteorol. Z. **48,** 1 (1931).
130. Myrbach, O. v.: Meteorol. Z. **30,** 18 (1913).
131. — Meteorol. Z. **40,** 1 (1923).
132. Neuwirth, R.: Reichsamt f. Wetterd., Forsch.- u. Erfber. A, Nr. 12, Berlin 1941.
133. Noth, H.: Erfahrungsber. Deutsch. Flugwetterd., 2. Sonderbd., 64 (1932).
134. Otto, W.: Starkregen in den Nordtiroler Alpen. Diss. Berlin 1935.
135. Peppler, A.: Zeitschr. angew. Meteorol., Das Wetter **54,** 377 (1937).
136. Peppler, W.: Meteorol. Z. **40,** 150 (1923).
137. — Das Wetter **42,** 109 (1925).
138. — Das Wetter **43,** 226, 265 (1926).
139. — Beitr. Phys. fr. Atmosph. **17,** 247 (1931).
140. — Beitr. Phys. fr. Atmosph. **14,** 138 (1928).
141. Peppler, W. und F. W. P. Götz: Beitr. Phys. fr. Atmosph. **18,** 81 (1932).
142. Peppler, W.: Zeitschr. angew. Meteorol., Das Wetter **50,** 77 (1933).
143. — Ann. Hydrogr. mar. Meteorol. **62,** 49 (1934).
144. — Beitr. Phys. fr. Atmosph. **22,** 1 (1935).
145. — Zeitschr. angew. Meteorol., Das Wetter **52,** 148 (1935).
146. — Beitr. Phys. fr. Atmosph. **24,** 216 (1938).
147. Perl, G.: Arch. Met., Geoph. Biokl. B, **I,** 207 (1949).
148. Pernice, E.: Ber. Tät. Preuß. Meteorol. Inst. i. J. 1930, Anh. 120 (1931).
149. Pogade, G.: Ann. Hydrogr. mar. Meteorol., 2. Köppenh. **64,** 24 (1936).
150. Portig, W.: Ann. Hydrogr. mar. Meteorol. **70,** 222 (1942).

151. PROHASKA, F.: Jahresber. Naturf. Ges. Graubünden, **LXXVIII,** 1940/41 bis 1941/42, Chur 1943.
152. — Verh. Schweizer. Naturf. Ges., Zürich, 90 (1946).
153. — Aero-Revue Nr. 1 (1947).
154. — Experientia **III,** 232 (1947).
155. QUENEY, M. P.: La Météorologie **9,** 453 (1936).
156. QUERVAIN, M. DE und TH. ZINGG: Wasser- u. Energiewirtsch. **43,** 205 (1951).
157. RODEWALD, M.: Ann. Hydrogr. mar. Meteorol. **64,** 314 (1936).
158. — Ann. Hydrogr. mar. Meteorol. **64,** 448 (1936).
159. ROSCHKOTT, A.: Meteorol. Z. **36,** 306 (1919).
160. — Meteorol. Z. **48,** 487 (1931).
161. — XL. Jahresber. Sonnblickverein f. **1931,** 34, Wien 1932.
162. — Meteorol. Z. **51,** 374 (1934).
163. — Beiheft zu Jahrg. 1929 d. Jahrb. d. Zentralanst. f. Meteorol. Wien, Wien 1936.
164. ROSSMANN, F.: Ber. Deutscher Wetterd. US-Zone Nr. 12, 94 (1950).
165. RUDLOFF, H. v.: Jahresber. Bad. Landeswetterd. Freiburg, 79 (1950).
166. SAUBERER, F.: Reichsamt f. Wetterd., Forsch.- u. Erfber. A, Nr. 21, Berlin 1944.
167. SCHALKO, M. und F. STEINHAUSER: Jahrb. Zentralanst. f. Meteorol. Wien f. 1950, Anh. 8, Wien 1951.
168. SCHEDLER, A.: Meteorol. Z. **61,** 117 (1944).
169. SCHERHAG, R.: Ann. Hydrogr. mar. Meteorol. **62,** 397 (1934).
170. — Beitr. Phys. fr. Atmosph. **22,** 76 (1935).
171. — Ann. Hydrogr. mar. Meteorol. **64,** 491 (1936).
172. — Ann. Hydrogr. mar. Meteorol., 2. Köppenh. **64,** 66 (1936).
173. — Ann. Hydrogr. mar. Meteorol. **65,** 27 (1937).
174. SCHINZE, G. und R. SIEGEL: Die luftmassenmäßige Arbeitsweise. Leipzig 1943.
175. SCHMAUSS, A.: Deutsches Meteorol. Jahrb. Bayern **35** (1913).
176. — Deutsches Meteorol. Jahrb. Bayern **45** (1923), Anh. B, E.
177. — Deutsches Meteorol. Jahrb. Bayern **48** (1926), Anh. F.
178. — Reichsamt f. Wetterd., Wiss. Abh. **III,** Nr. 6, Berlin 1937.
179. — Deutschlands Erneuerung **25,** 368 (1941).
180. — Ber. Deutscher Wetterd. US-Zone Nr. 12, 24 (1950).
181. — Abh. Bayer. Akad. Wiss., Math.-nat. Abt. Neue F., H. 53 (1943).
182. — Ber. Deutscher Wetterd. US-Zone Nr. 31, 14 (1951).
183. SCHMIDT, W.: Meteorol. Z. **27,** 406 (1910).
184. SCHNEIDER-CARIUS, K.: Meteorol. Rundschau **1,** 79 (1947).
185. SCHÜEPP, W.: Arch. Met., Geoph. Biokl. A, **V,** 36 (1952).
186. SCHUMACHER, C.: Beitr. Phys. fr. Atmosph. **11,** 20 (1923).
187. SCHWERDTFEGER, W.: Ber. Deutscher Wetterd. US-Zone Nr. 3 (1948).
188. STAUB, H., J. C. THAMS und E. ZENONE: Schweizer. Landwirtsch. Z. **41,** 1113, Zürich 1949.
189. STEINHAUSER, F.: XLIV. Jahresber. Sonnblickver. f. **1935,** 55, Wien 1936.
190. — Die Meteorologie des Sonnblicks I, Wien 1938.
191. — XLVIII. Jahresber. Sonnblickver. f. **1950,** 18, Wien 1952.
192. STREIFF-BECKER, R.: Meteorol. Z. **48,** 149 (1931).
193. — Meteorol. Z. **52,** 147 (1935).
194. THAMS, J. C.: Vierteljahrschr. Naturf. Ges. Zürich, **XCIII,** 223 (1948).

195. Thams, J. C. und E. Zenone: Ann. Schweizer. Meteorol. Zentralanst. 1949, Anh. 6.
196. Thomas, H.: Meteorol. Z. **54,** 164 (1937).
197. Reichsamt f. Wetterd., Forsch.- u. Erfber. A, Nr. 7, Berlin 1941.
198. Trabert, W.: Meteorol. Z. **14,** 361 (1897).
199. — Meteorol. Z. **25,** 1 (1908).
200. — Meteorol. Z. **25,** 232 (1908).
201. — Meteorol. Z. **27,** 219 (1910).
202. Ungeheuer, H.: Ber. Deutscher Wetterd. US-Zone, Nr. 38, 117 (1952).
203. Wagner, A.: Meteorol. Z. **49,** 209 (1932).
204. — Meteorol. Z. **49,** 329 (1932).
205. — Gerl. Beitr. Geophys. **52,** 408 (1938).
206. Walden, H.: Archiv d. Deutschen Seewarte **61,** Nr. 10 (1941).
207. Weixlederer, R.: Meteorol. Z. **56,** 215 (1939).
208. — Arch. Met., Geoph. Biokl. A, **II,** 119 (1950).
209. Wetterschiessen: Ber. ü. Exp.-Conf. f. — Anh. z. Jahrb. Zentralanst. f. Meteorol. Wien 1902.
210. Windischbauer, H.: Meteorol. Z. **58,** 23 (1941).
211. Winter, H.: Meteorol. Z. **55,** 91 (1938).
212. Zierl, H.: Deutsches Meteorol. Jahrb. Bayern **52,** Anh. H (1930).
213. Zimmer, F.: Meteorol. Z. **58,** 210, 330, 464 (1941).
214. Zingg, Th.: Ann. Schweizer. Meteorol. Zentralanst. **81,** Anh. 1944.
215. Zistler, P.: Ber. Deutscher Wetterd. US-Zone, Nr. 38, 95 (1952).

551.542 (262)

(Florida State University, Tallahassee, Florida.)

Semi-monthly Mean Sea-level Pressure Maps for the Mediterranean Area*.

By

Werner A. Baum and **Lawrence B. Smith.**

With 25 Figures.

Summary. Semi-monthly mean sea-level pressure maps for the Mediterranean and adjacent areas are presented. Isobars have been drawn at 1-millibar intervals. The most significant features on the maps and the advantages of the mode of presentation are discussed briefly.

Zusammenfassung. Es werden auf das Meeresniveau bezogene halbmonatliche mittlere Luftdruckkarten für das Mittelmeergebiet und die anstoßenden Länder vorgelegt. Die Isobaren wurden für Millibarabstände gezeichnet. Die wichtigsten Resultate der Karten und die Vorzüge der Darstellungsweise werden kurz besprochen.

Résumé. Présentation de cartes de la pression moyenne semi-mensuelle, réduite au niveau de la mer, de la région méditerranéenne et des contrées voisines. Les isobares sont tracées de millibar en millibar. Brève discussion des traits principaux des cartes et des avantages de la méthode de représentation.

I. Introduction.

As a climatic element, atmospheric pressure is in a peculiar position. In the description of the climate at a particular station, detailed consideration of the pressure is superfluous; this situation is attributable to the fact that the time variations of pressure are so small that they have no apparent effect on the behavior of organisms or on human activities. On the other hand, in the study of the climatic controls operative over a region or of the interrelations between different regions, a knowledge of the distribution of pressure becomes invaluable; this situation is

* The work reported in this paper has been supported by the Geophysics Research Division of the Air Force Cambridge Research Center, under Contract AF 19 (122)-466.

attributable to the relation between the field of pressure and that of air motion, and to the relative simplicity of dealing with a scalar field.

The mean pressure-field is also a valuable tool to the weather forecaster. It is the field of pressure with which he primarily concerns himself under present-day forecasting techniques, and the mean field provides him a useful reference standard.

In the process of research pertaining to atmospheric conditions in the Mediterranean region, it was therefore felt desirable to prepare mean pressure-maps. There remained the question of the time period over which the pressures were to be averaged.

It is clear that this time period should not be too long, if the results are to have practical significance. A map of the mean annual pressure-distribution, for example, would have rather limited utility. It is equally clear that the time period should not be too short. Maps of the average pressure-distribution for each calendar date, for example, would be meaningless. The length of the period which is most suitable depends upon the purpose and is difficult, if not impossible, to determine from theoretical considerations. For practical reasons, climatologists usually average over a month. In the present instance, data happened to be readily available for semi-months. This period was therefore adopted, in the hope that these maps would show features not revealed heretofore.

II. Previous Work.

Existing mean *monthly* pressure-maps for the Mediterranean region include those prepared by Hann [*1*], with isobars drawn for intervals of half a millimeter of mercury, and the classic maps by Shaw [*2*], which are drawn for 5-millibar intervals. The latter series, of course, covers the entire northern hemisphere. In addition, Landsberg and Biel [*3*] have presented mean pressure-charts for the months of January, April, July and October, with an isobar interval of 3 millibars. The latter maps, prepared under the exigencies of wartime, cover an area restricted to the Mediterranean and immediately surrounding land areas.

In 1946, northern-hemisphere mean monthly sea-level pressure-charts were published under the joint sponsorship of the U. S. Air Force, the U. S. Navy and the U. S. Weather Bureau [*4*]. This series of maps has isobars drawn for 3-millibar intervals.

A discussion of pressure patterns and accompanying circulations and storm tracks of the Mediterranean has been given by Biel [*5*]. This study, however, does not contain maps of the pressure patterns; it does present tables of mean pressures at certain selected stations.

III. Data.

The data used in preparation of the present maps were secured from the U. S. Weather Bureau Tabulation Unit. The data were compiled by the Tabulation Unit from the sea-level isobars on the *Northern Hemi-*

sphere historical weather map series. These maps cover the period from January 1899 through June 1939, and are for 1300 GMT daily.

By linear interpolation from the isobars, daily pressures to the nearest whole millibar were obtained at the intersections of the meridians and parallels, for 5-degree intervals of each.

The original semi-monthly averages supplied by the Tabulation Unit were given to the nearest whole millibar for each 5-degree intersection. After these data were plotted and maps were drawn, it was believed that the analysis was too subjective; *i. e.*, the data allowed too much personal interpretation. The original data giving the number and the sums of all observations were then obtained, and the values for the 5-degree intersections were computed to the nearest tenth of a millibar. This procedure is justified, in view of the facts that the original observations were taken to this degree of accuracy and that analysis and interpolation errors presumably were not systematic.

These data were then analyzed, with use of a 1-millibar isobar interval. As compared with the analysis of the data to the nearest whole millibar, the former analysis is much more objective and the patterns are more definite.

The "first half" of a month consists of the first 15 days: the "second half" consists of the remainder of the month.

IV. Method of Analysis.

After the plotting of the computed pressure-values at each 5-degree intersection of latitude and longitude, the isobars were drawn on the basis of a linear variation of pressure between these points. In order that the patterns near the borders of the maps might be as accurate as possible, the charts were analyzed for a larger area than that which is shown.

To maximize objectivity, no reference was made to other series until the completion of all of the charts. In a further effort to present the basis of analysis, the values drawn for are presented on the charts.

Where such analysis could be made compatible with the data, the isobars do show the slight deflection which would represent the expected effect of differential heating. This is most apparent in the areas immediately surrounding the Mediterranean. Since these are mean maps, it is not expected that localized small-scale effects, such as those found by Bleeker [6] on daily maps, will be represented. It is possible, however, that some bias is introduced by the fact that the maps are for 1300 GMT.

V. Significant Features.

1. Winter.

The region covered by this series of maps is such that it is bounded in the colder half of the year by strong high-pressure areas to the east and to the west, *i. e.*, the Siberian and the Azores anticyclones. To the

north and northwest, pressure decreases rapidly to the Icelandic low; and to the south a gradual decrease occurs to the comparatively low-pressure zone near the equator. It is therefore to be expected that the pressure patterns over the Mediterranean and the surrounding land-masses will be controlled by the movement and intensity of these large-scale features.

Consideration of the isobars during the winter months, from October through March (Fig. 1 to 12), shows a trough of low pressure extending over the Mediterranean, oriented from the southeast to the northwest toward the Icelandic low-pressure region, separating the encroaching high-pressure zones to the east and west. A closed center in this trough appears as a statistical feature; it results from the fact that this region is a preferred area both for the passage of transitory cyclones and for cyclogenesis.

Beginning with the second half of October (Fig. 2) this area of lowest pressure in the Mediterranean, as delineated by a closed isobar, is centered over Corsica and Sardinia, and is surrounded by a rather flat pressure-gradient. In the succeeding months of November, December and the first half of January (Fig. 3 to 7), the center moves slowly eastward. In addition, as a result of a general increase of pressure over the entire region, the central pressure of the low increases and the east-west gradient intensifies. This intensification is particularly pronounced over the western Mediterranean, where the gradient reaches a yearly maximum in early January (Fig. 7). By the first half of February (Fig. 9) the gradient weakens, as the pressure over the Mediterranean and central Europe begins to decrease to the spring minimum in April. The low center now shifts back to the west and north, enclosing a larger area, until by the first two weeks of April (Fig. 13) only a large north-south trough remains over central Europe and the central Mediterranean.

In view of the nature of the low center, it is to be expected that there is a large positive correlation between its movement and the paths of cyclones through the Mediterranean. Of the nine storm tracks, as enumerated by Biel [5], of traveling disturbances which affect the weather of the Mediterranean and its environs, at least five originate or traverse this area from the Gulf of Lions on the west to the Gulf of Genoa on the east.

In addition to the primary low-center which occurs during the winter half of the year, a secondary low-center, with its greatest intensity in the second part of February (Fig. 10), appears in the extreme eastern Mediterranean.

During the period from October to January, a wedge of the Azores high-pressure cell extends slowly eastward and reaches its maximum easterly position over the Nile River valley in the latter month (Fig. 7 and 8). In the following months of February and March, the wedge recedes to the west; thus, by the transitional month of May, and associated with the slow northward movement of the center of the anticyclone, it covers the Mediterranean. The advent of this high-pressure wedge over the Mediterranean marks the beginning of the spring transitional season.

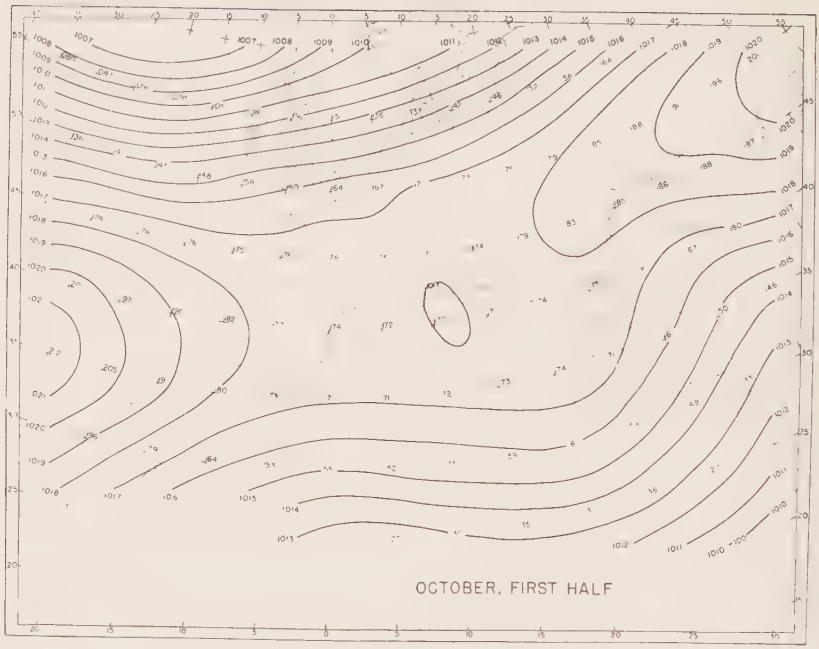

Fig. 1. Mean sea-level pressure in first half of October.

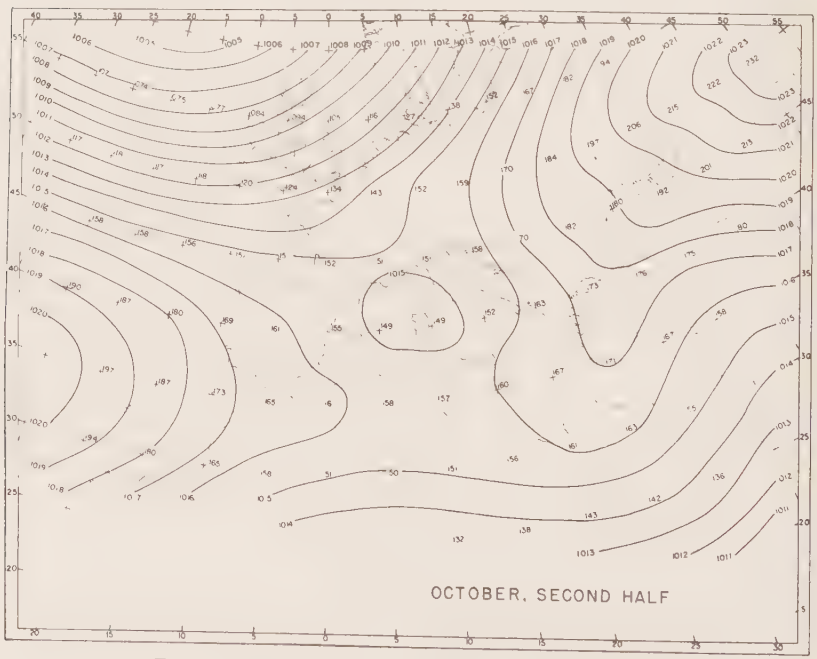

Fig. 2. Mean sea-level pressure in second half of October.

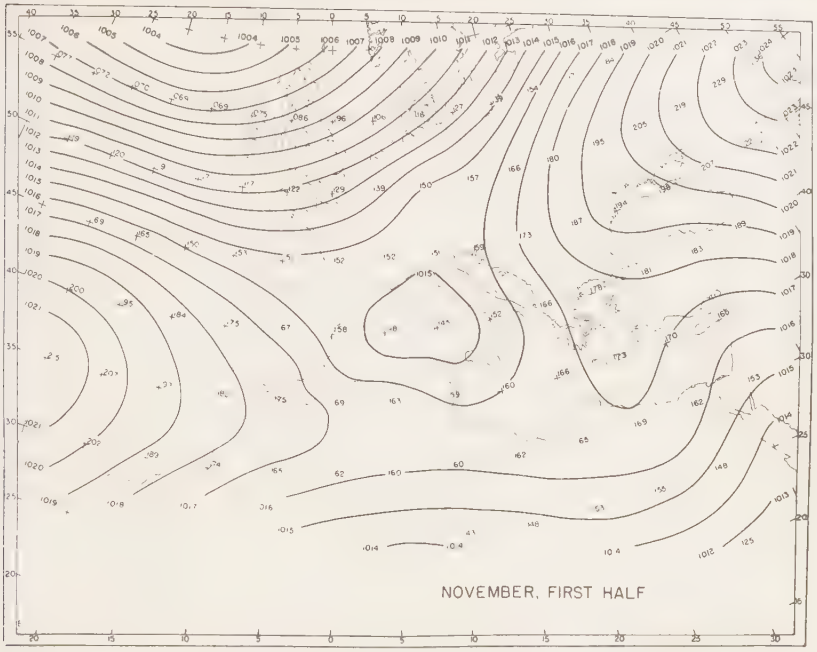

Fig. 3. Mean sea-level pressure in first half of November.

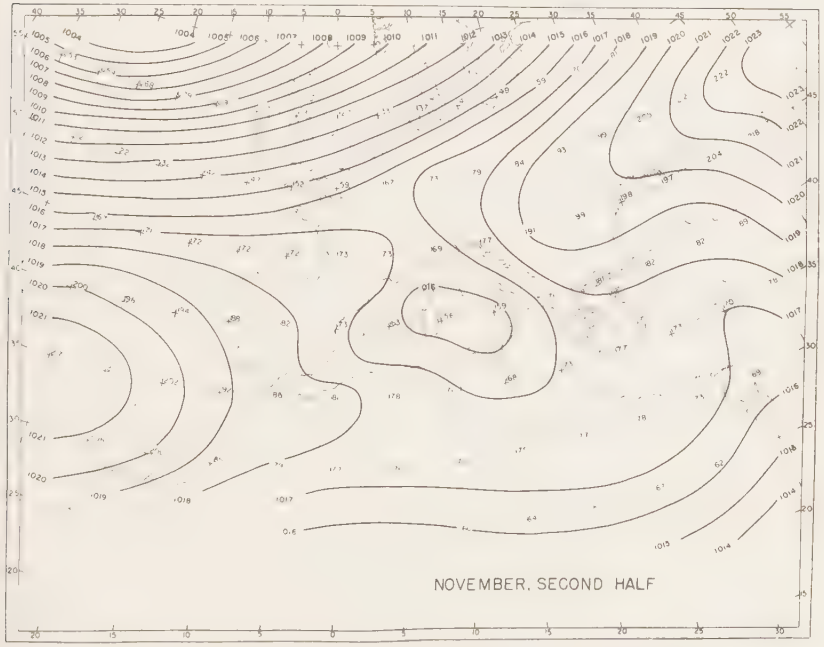

Fig. 4. Mean sea-level pressure in second half of November.

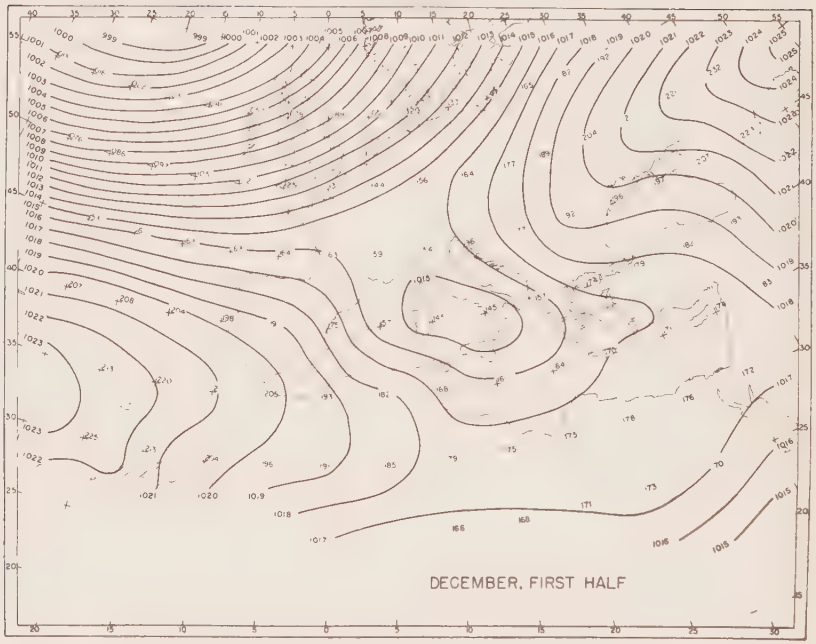

Fig. 5. Mean sea-level pressure in first half of December.

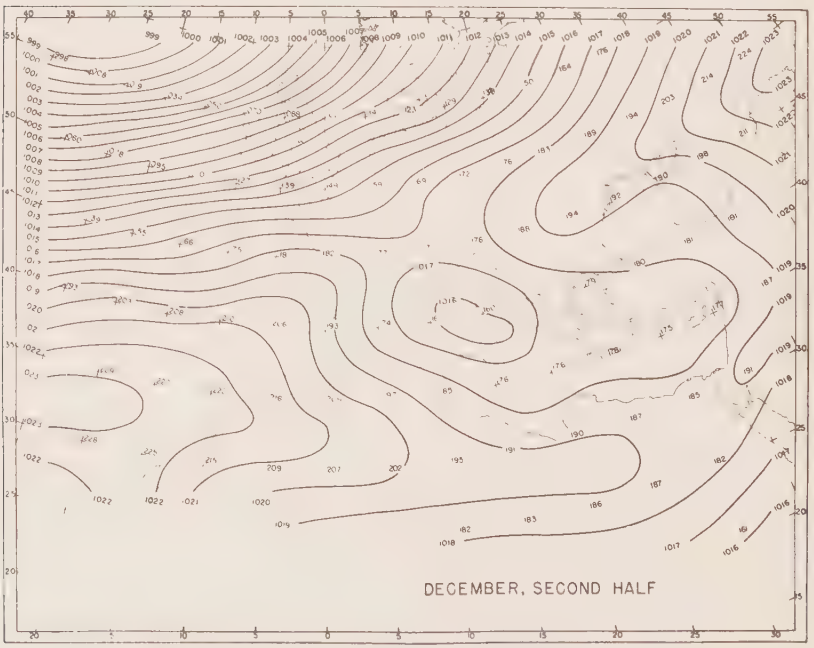

Fig. 6. Mean sea-level pressure in second half of December.

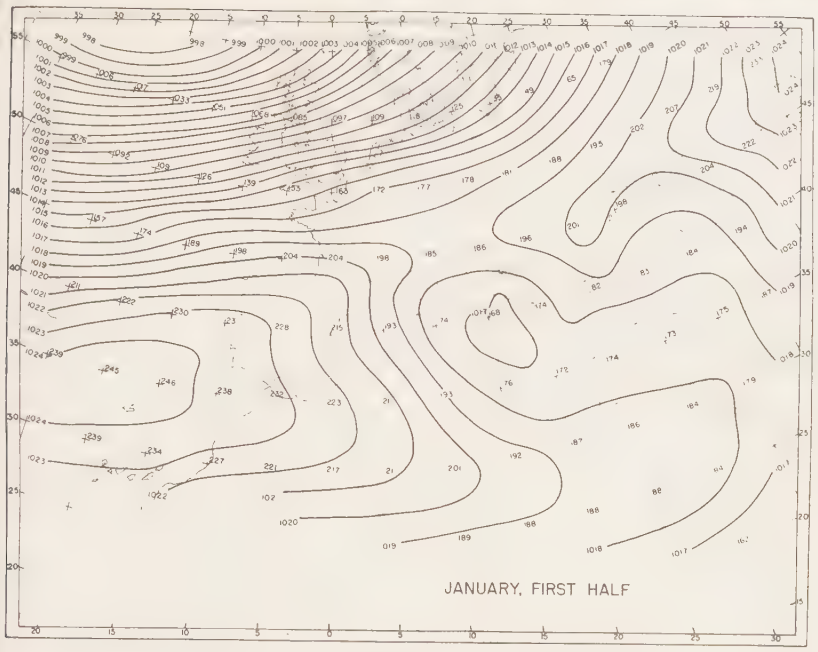

Fig. 7. Mean sea-level pressure in first half of January.

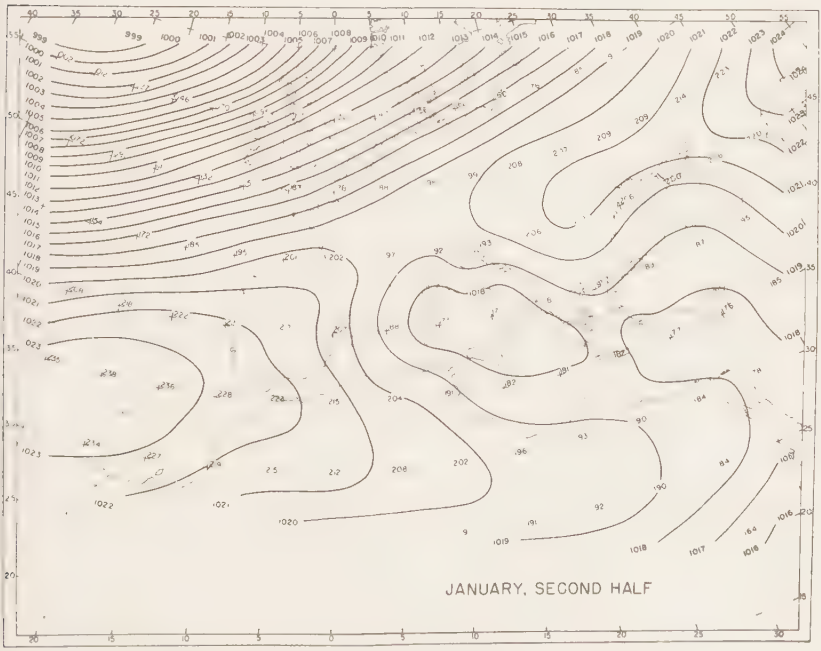

Fig. 8. Mean sea-level pressure in second half of January.

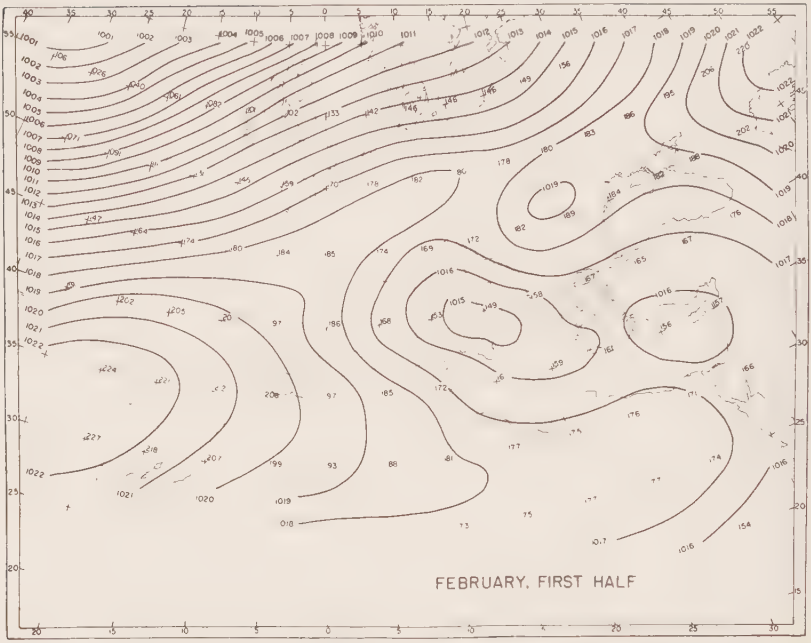

Fig. 9. Mean sea-level pressure in first half of February.

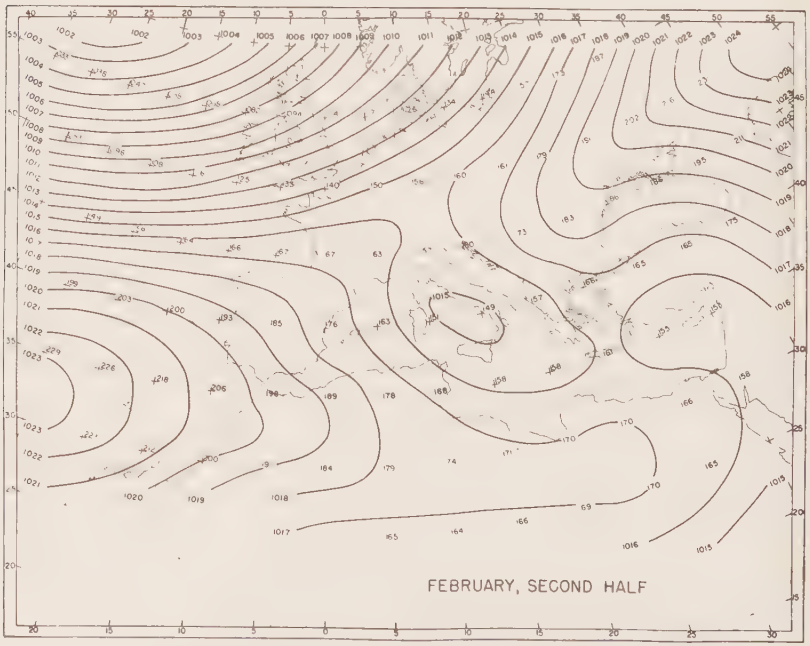

Fig. 10. Mean sea-level pressure in second half of February.

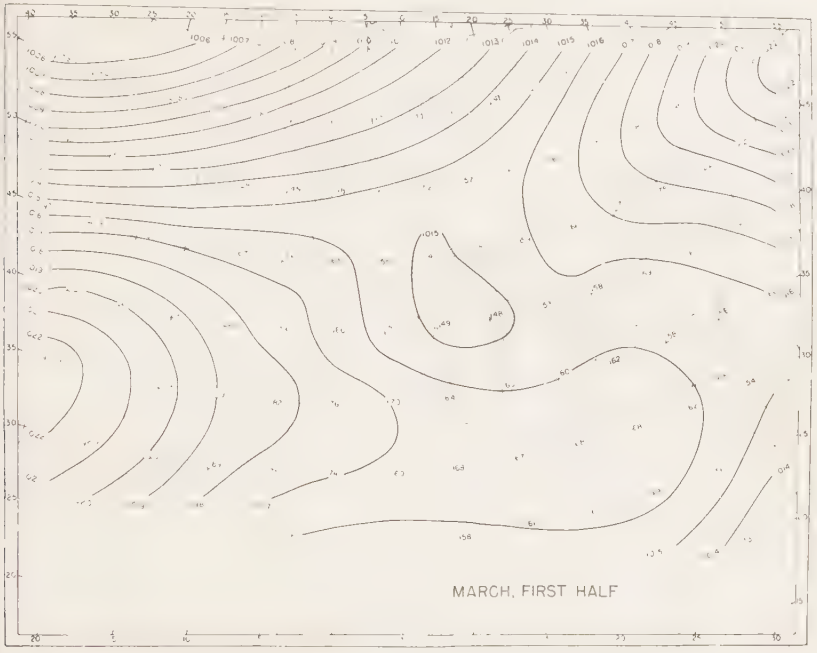

Fig. 11. Mean sea-level pressure in first half of March.

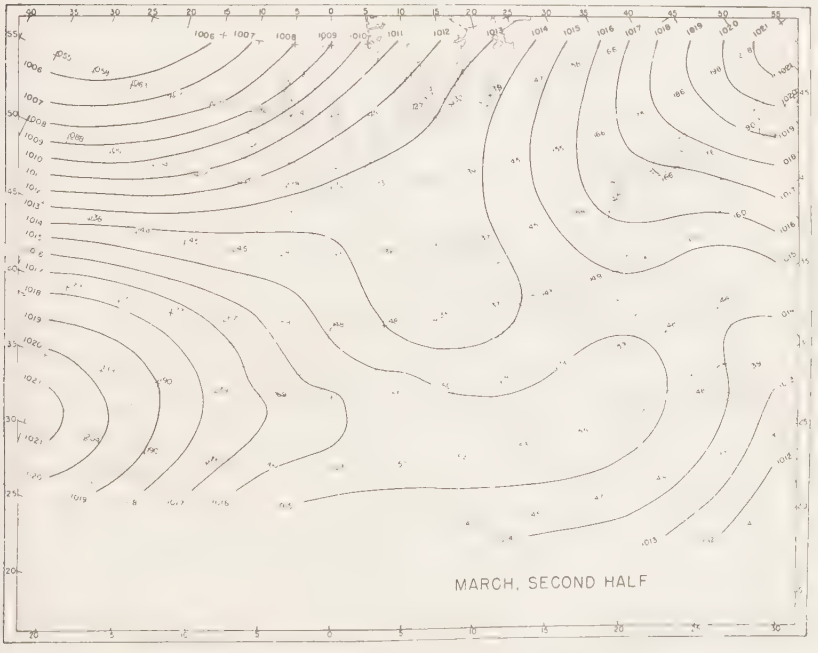

Fig. 12. Mean sea-level pressure in second half of March.

2. Spring.

The period covering the last two weeks of March (Fig. 12) through April (Fig. 13 and 14) and the first half of May (Fig. 15) marks a general transition season between the winter and summer patterns. Except over the Near East and North Africa, gradients on the maps for this period are weak and the circulations are poorly defined.

In the spring, there is a gradual recession of the high pressure from central Europe. Thus, by the second half of April (Fig. 14), the lowest pressure in the year is observed for this area. On the same chart (Fig. 14), a small isolated high-pressure cell appears: this is more the result of decreasing pressure around it than rising pressure in the cell.

The appearance of the closed low-center over Hungary on the map for the first half of May (Fig. 15) is an interesting anomaly of the spring period. If it is assumed that the reductions of pressure to sea level are uniformly correct over the area, it is probable that the cause is related to the large difference in elevation between Hungary and the neighboring mountainous areas, which would lead to pronounced differential heating at this time of year.

By the last two weeks of May (Fig. 16), the basic summer patterns are established. The following three months display little change in the configurations, but there is intensification of the gradients.

3. Summer.

Mean pressure-patterns in the summer months show the prominence of the Azores high over the entire European continent and the Mediterranean. By the first half of July (Fig. 19), this subtropical high-pressure cell has attained its maximum northward position, with the center located approximately 30° N. At this time the heat low over the Near East, with the center extending east-west from northern India to Saudi Arabia between 25° N and 30° N, reaches its maximum intensity. The result of this coincidence is perhaps the most significant feature of the summer map-series, in that it produces the largest gradient of the year over the eastern Mediterranean and the surrounding land-masses. This east-west gradient far exceeds the maximum during the winter months over this same area.

Thus, along 35° N and between 15° E and 30° E, the average July gradient of 1.8 millibars per 5 degrees longitude exceeds the corresponding January gradient by a factor of more than five.

Over the western portion of the Mediterranean, between the Straits of Gibraltar and Sicily, conditions are reversed, with the January gradient the strongest.

The relatively strong north-to-south circulation shown by the summer patterns represents one of the most persistent features in the climatology of the eastern Mediterranean: the Etesian winds. From the middle of May through August, the Etesians dominate the climate over the Mediterranean and the bordering countries eastward from the Italian Peninsula.

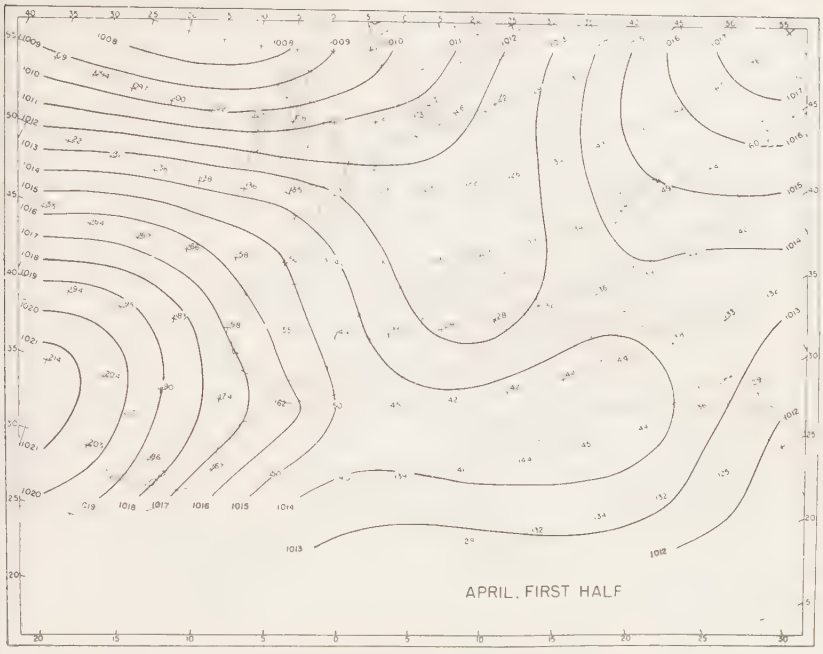

Fig. 13. Mean sea-level pressure in first half of April.

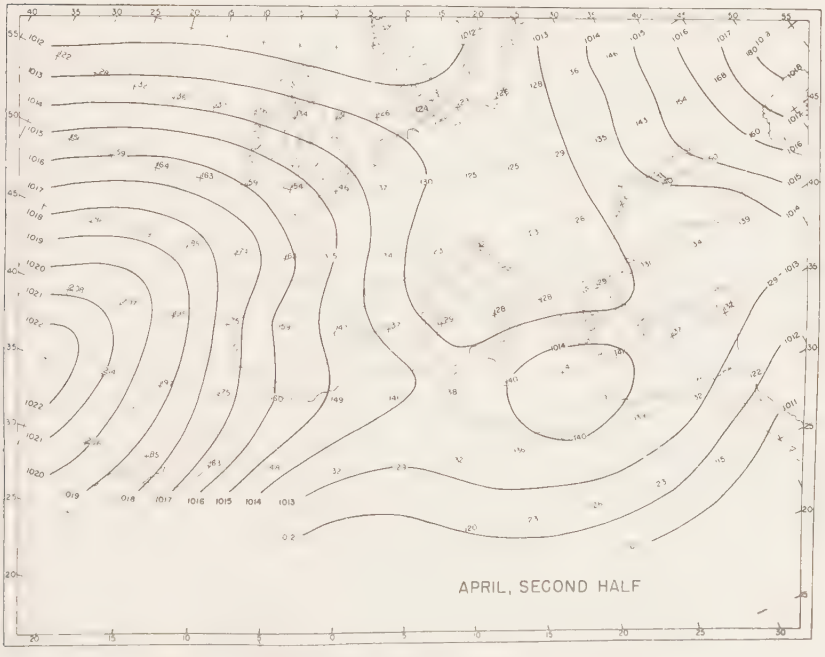

Fig. 14. Mean sea-level pressure in second half of April.

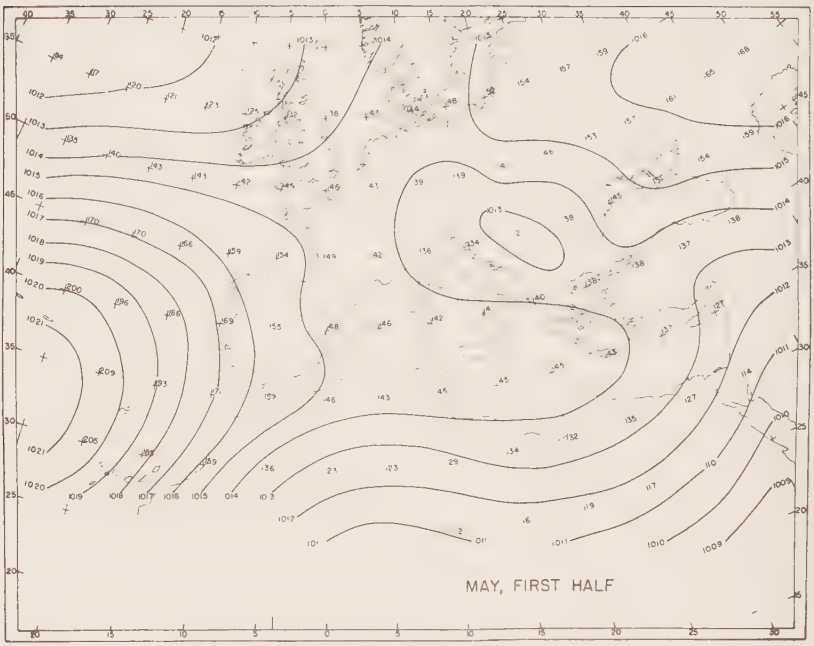

Fig. 15. Mean sea-level pressure in first half of May.

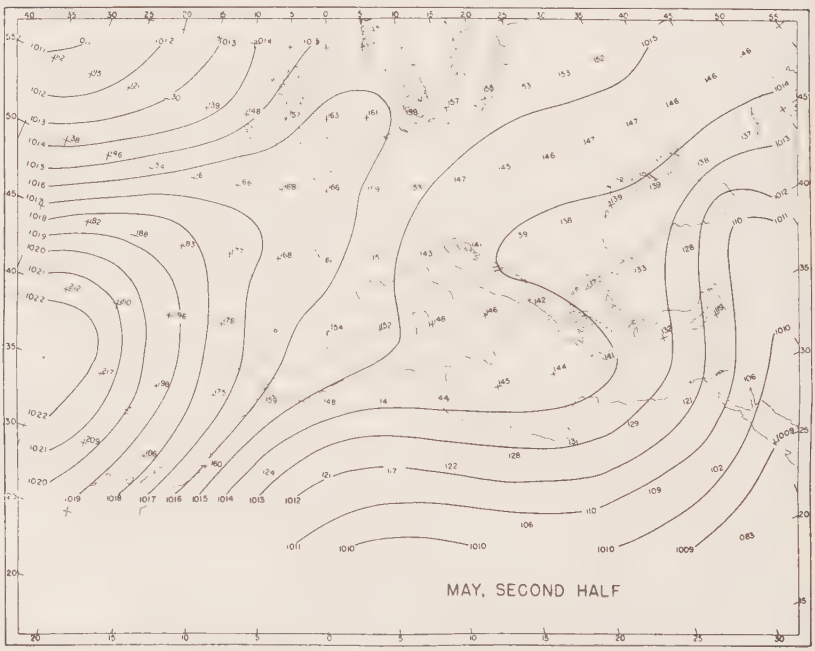

Fig. 16. Mean sea-level pressure in second half of May.

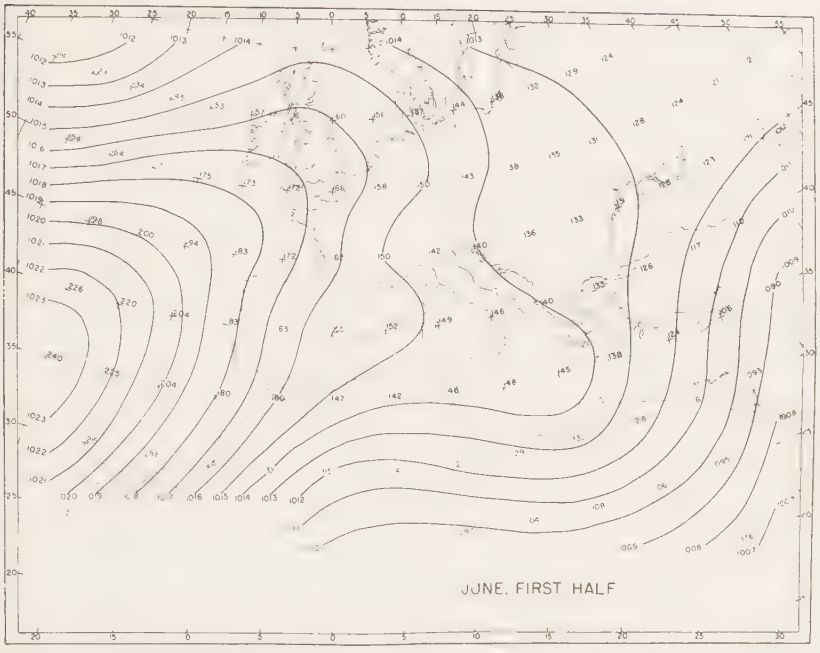

Fig. 17. Mean sea-level pressure in first half of June.

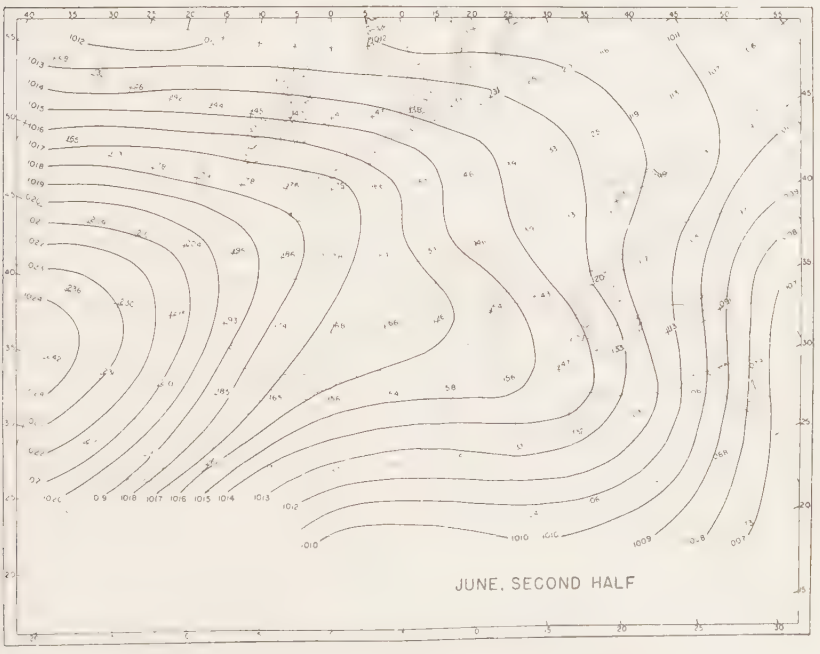

Fig. 18. Mean sea-level pressure in second half of June.

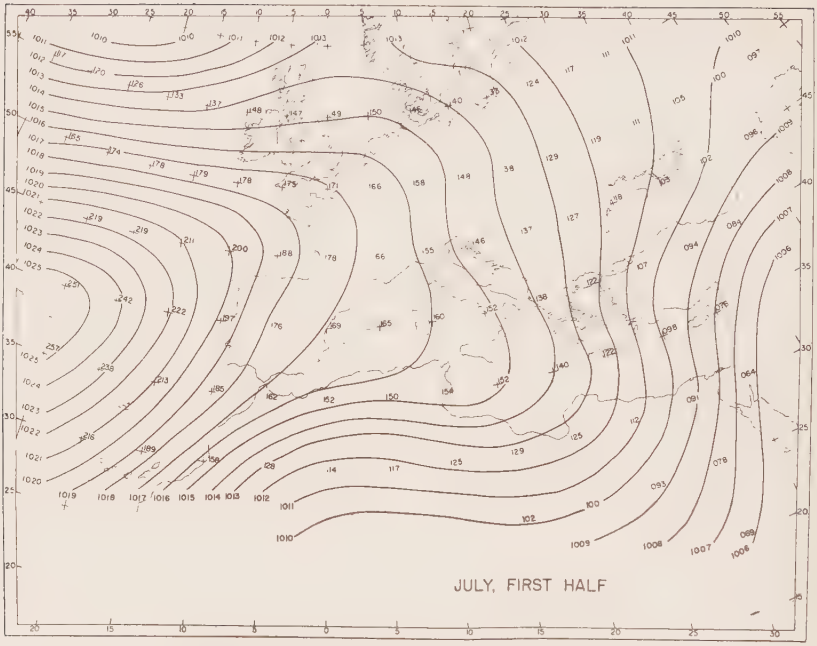

Fig. 19. Mean sea-level pressure in first half of July.

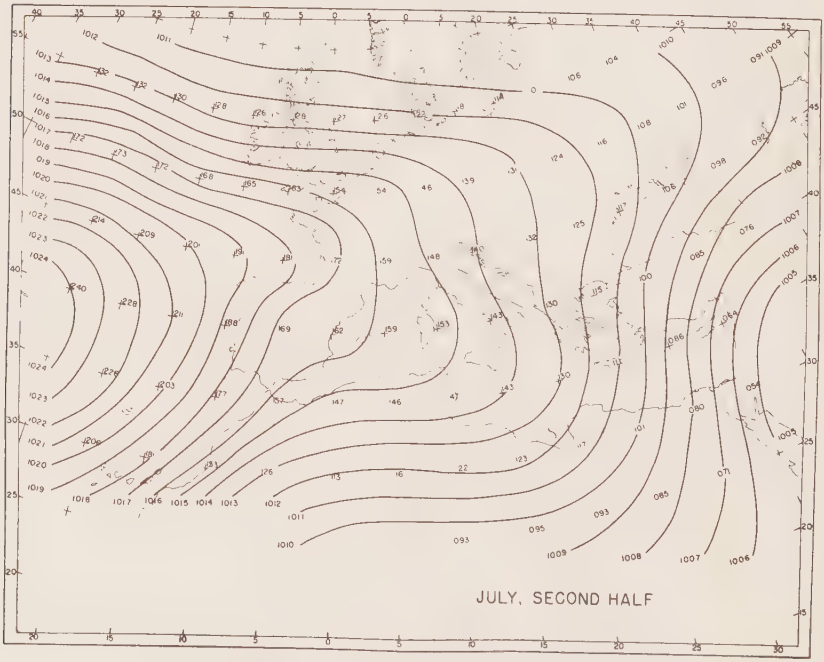

Fig. 20. Mean sea-level pressure in second half of July.

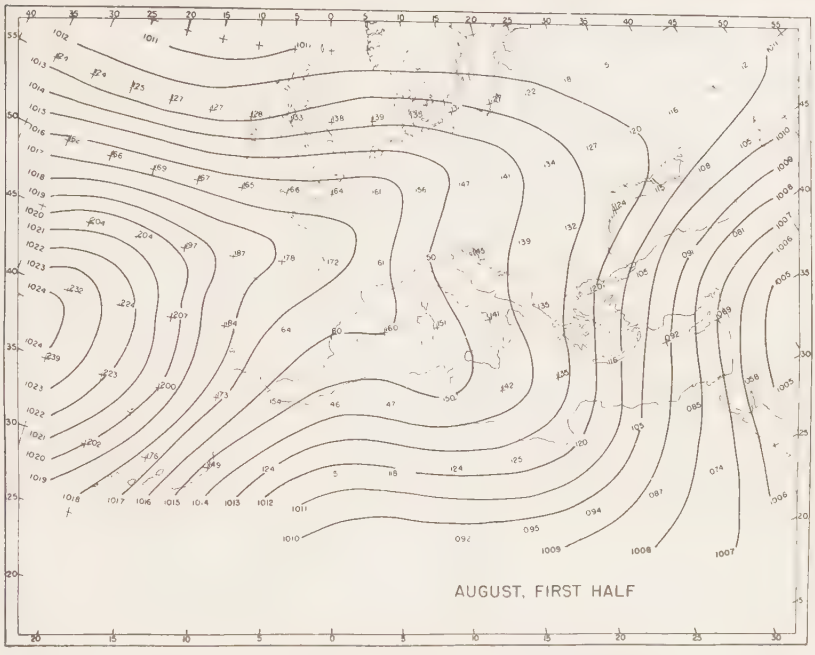

Fig. 21. Mean sea-level pressure in first half of August.

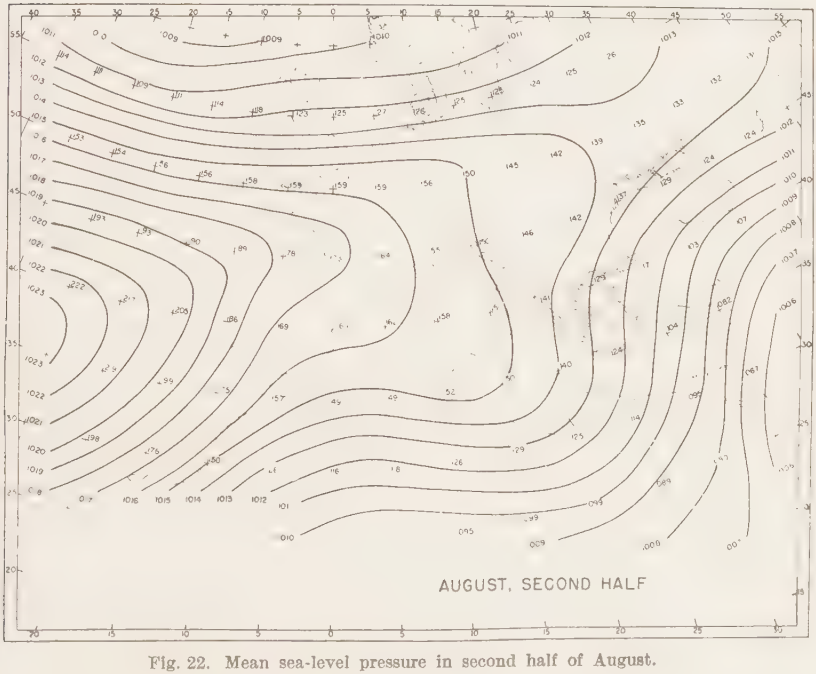

Fig. 22. Mean sea-level pressure in second half of August.

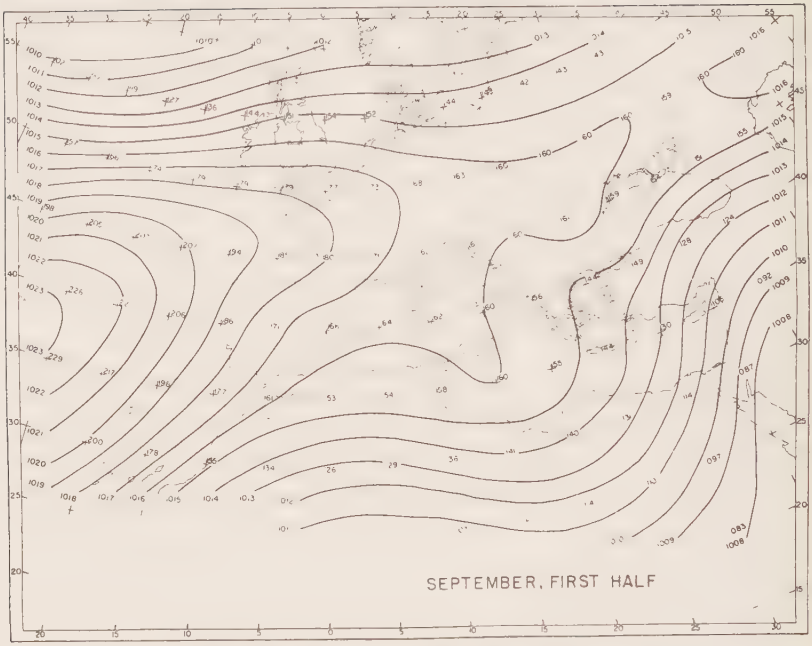

Fig. 23. Mean sea-level pressure in first half of September.

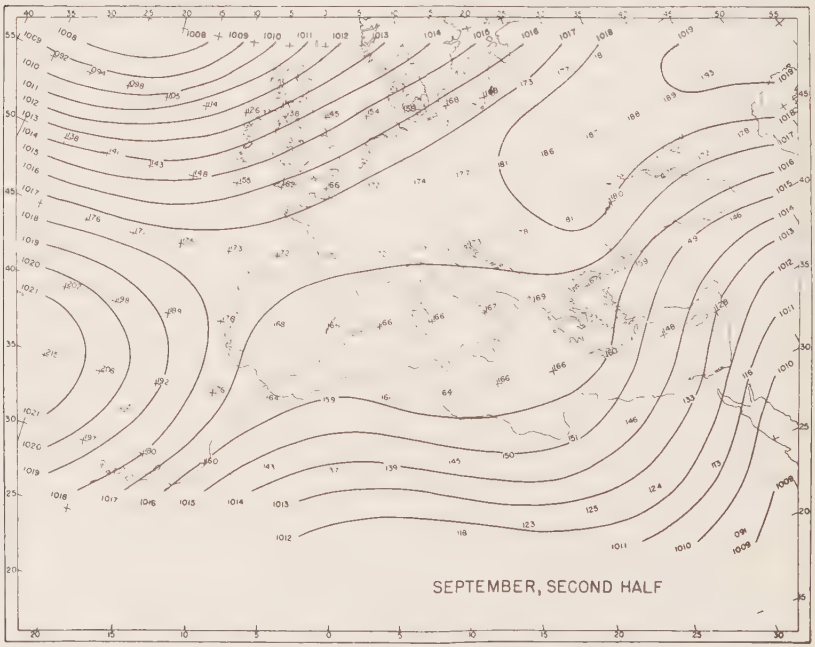

Fig. 24. Mean sea-level pressure in second half of September.

Stations under the influence of the Etesians show remarkably high values for the steadiness of the winds during this period. The accompanying weather is almost cloudless, with very little precipitation.

Worthy of note are two other features of the summer maps. One is the absence of any indication of the Siberian anticyclone. The second is the comparatively strong south-to-north gradient which exists over north and northwest Africa. As with the east-west gradient over Europe and the eastern Mediterranean resulting from the coincidence of the Azores high and the Near East low, this gradient reflects the juxtaposition of the Azores high and the intense heat low over the southern Sahara in the summer months.

The intensity of the summer patterns is maintained through August (Fig. 21 and 22). Considerable weakening is noticeable in the first half of September (Fig. 23), and is followed in the second half of the same month (Fig. 24) by almost complete disappearance of the northerly circulation. September thus marks the beginning of the transition from summer to winter patterns.

4. Autumn.

During the fall transitional season in September (Fig. 23 and 24) and the first half of October (Fig. 1), pressure changes are more abrupt than the changes in the corresponding period in the spring. This is particularly evident over the Near East, European Russia and the eastern Mediterranean.

By the last two weeks of September (Fig. 24), a strong intensification of the cold and shallow Siberian high is apparent. The rapidity of this strengthening may be seen by consideration of the pressure increases at specified points in the Black Sea area and southern Russia. In this area, during September and October, an increase in pressure amounting to more than 4 millibars is observed.

It is also during this fall transitional period that the Siberian anticyclone reaches its maximum southward penetration. By the last two weeks of October (Fig. 2), the most prominent wedge from the high covers the portion of the Mediterranean east of the Italian Peninsula and extends southward into northernmost Libya and Egypt.

VI. Conclusion.

Since mean monthly pressure-charts have previously been available, it was not to be expected that the present maps would provide any extensive modifications of the large-scale features. Also, the analysis of data plotted for 5-degree intervals precludes the display of many small-scale or localized circulations, information about which would be desirable for some purposes.

However, certain advantages are gained by drawing semi-monthly maps for an isobar interval of 1 millibar. In general, this shorter period allows a more precise examination of the movement of particular systems

over certain areas, whereas these movements are obscured when considered over the longer periods. In a like manner, drawing for 1-millibar isobar intervals allows more exact evaluation of the extent of certain systems. Also, the degree to which the movement of any feature is systematic from period to period is revealed with a greater degree of certainty.

It is clear that least is to be gained from the semi-monthly charts during the extreme seasons, when conditions are fairly stationary, and that most is to be gained during the periods of rapid transition.

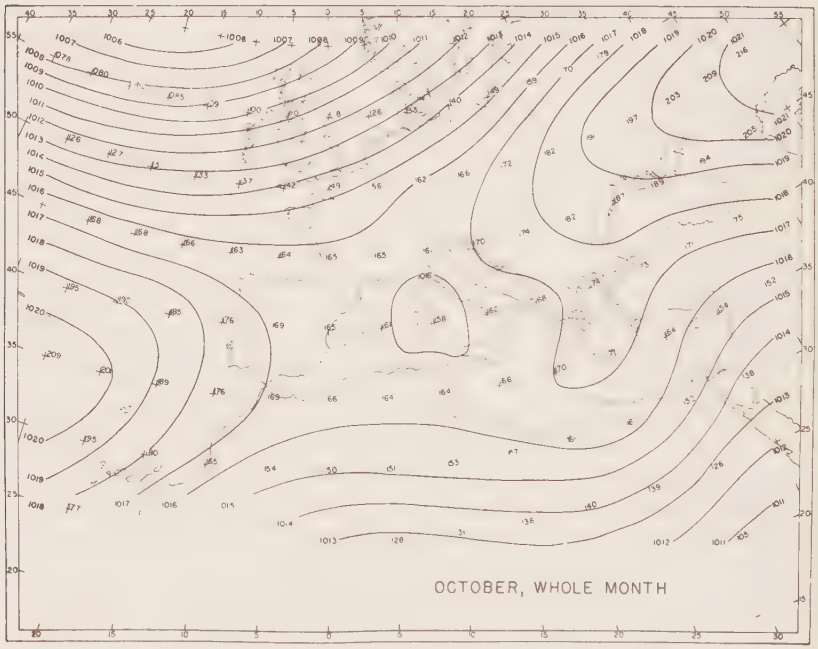

Fig. 25. Mean sea-level pressure for month of October as a whole.

As the best example of the latter case, the chart for the entire month of October (Fig. 25) is presented for comparison with the two semi-monthly charts for that month (Fig. 1 and 2). The data for the monthly chart were obtained by a weighted averaging of the values for each "half" of the month, and the analysis was performed as for the semi-monthly charts.

From the first to the last half of October, pressure has decreased appreciably over the western Mediterranean and to a lesser extent over the eastern portion. The gradient has intensified, and the Corsica-Sardinia low center covers a larger area. The southernmost extension of the Siberian high occurs, as has already been pointed out, in the latter two weeks of October; this is followed by a recession northward in November.

All of these more exact features tend to be smoothed out by the longer period of one month.

Acknowledgment. The writers are indebted to Dr. Wouter Bleeker for his interest and constructive comments.

References.

1. Hann, J.: Luftdruck über Mittel- und Süd-Europa. Wien, Eduard Hölzel, 1887.
2. Shaw, N.: Manual of Meteorology, Vol. 2: Comparative Meteorology. Cambridge, Cambridge University Press, 1928.
3. Landsberg, H. E. and E. R. Biel: Preliminary Climatic Atlas of the Mediterranean Region. Washington, U. S. Army Air Corps, 1942.
4. U. S. Weather Bureau: Normal Weather Maps, Northern Hemisphere Sea Level Pressure. Washington, U. S. Government Printing Office, 1946.
5. Biel, E. R.: Climatology of the Mediterranean Area. Department of Meteorology, University of Chicago, Miscellaneous Reports, **13** (1944).
6. Bleeker, W.: On the Influence of Heating and Cooling on the Surface Pressure-Field in the Mediterranean Area. Department of Meteorology, Florida State University, Scientific Report **3**, Contract AF 19(122)-466, 1952.

551.474.1

(Institut Royal Météorologique de Belgique, Uccle.)

Sur les transformations adiabatiques réversibles d'une goutte de solution en suspension dans l'atmosphère.

Par

L. Dufour.

Résumé. On considère, dans ce travail, une goutte de solution au repos dans l'air ou entraînée avec l'air mais sans mouvement propre par rapport à celui-ci. Après avoir défini le système à étudier et montré que son évolution au cours d'une transformation adiabatique réversible est déterminée par une variable indépendante, on établit l'équation de cette transformation donnant la variation de la température du système en fonction de la pression atmosphérique.

Zusammenfassung. Es wird ein Lösungstropfen untersucht, der gegenüber der Luft im Ruhezustand ist oder ohne Eigenbewegung gegenüber der Luft von dieser mitgeführt wird. Das zu betrachtende System wird definiert und es wird gezeigt, daß seine Entwicklung im Laufe einer adiabatischen, reversiblen Umwandlung durch eine unabhängige Variable bestimmt wird; schließlich wird die Gleichung dieser Umwandlung aufgestellt, durch die die Temperaturänderung des Systems als Funktion des Luftdruckes ausgedrückt wird.

Summary. A drop of a solution is considered, which is without movement in the air or carried with the air without an own movement. This system is defined and it is shown that its evolution in the course of an adiabatic reversible transformation is determined by an independent variable. An equation of this transformation is drawn up which gives the variation of the temperature of the system as a function of the atmospheric pressure.

Considérons une goutte au repos dans l'air ou entraînée avec l'air mais qui n'a pas de mouvement par rapport à celui-ci. Le système à étudier comprend deux phases volumiques: une phase prime gazeuse et une phase seconde liquide séparées par une phase superficielle, et renferme trois constituants: le constituant 1, *l'air sec*, qui n'existe que dans la phase prime et la phase superficielle, le constituant 2, *l'eau*, qui existe dans les trois phases et le constituant 3, *le sel dissous*, qui n'existe que dans la phase superficielle et la phase seconde.

Désignons respectivement par m_γ', m_γ'', m_γ^a les masses du constituant γ contenues dans la phase prime, dans la phase seconde et dans la phase superficielle et supposons le système fermé. On a alors, l'air sec et le sel dissous étant des constituants inertes, les trois équations de fermeture

$$\begin{aligned} m_1' + m_1'' &= m_{10}, \\ m_2' + m_2^a + m_2'' &= m_{20}, \\ m_3'' + m_3^a &= m_{30}, \end{aligned} \tag{1}$$

où m_{10}, m_{20}, m_{30} sont les masses totales des constituants.

Si l'on se donne ces masses, pour que le système soit complètement déterminé à l'équilibre, c'est-à-dire pour que soient déterminées les variables intensives et extensives qui caractérisent chaque phase, il suffit de se donner deux variables intensives [*1*].

La transformation considérée étant adiabatique et réversible, on a [*2*]

$$dS = d\,(S' + S'' + S^a) = 0 \tag{2}$$

où S est l'entropie du système, S', S'' les entropies des phases prime et seconde et S^a l'entropie de la phase superficielle, ou bien encore

$$d\,(\omega\, s^a) + d\,(m_1'\, s_1' + m_2'\, s_2' + m_2''\, s_2'' + m_3''\, s_3'') = 0 \tag{3}$$

où s^a est l'entropie superficielle par unité de surface, s_1', s_2' et s_2'', s_3'' les entropies spécifiques des constituants 1 et 2 dans la phase prime et des constituants 2 et 3 dans la phase seconde, ω l'aire de la surface qui porte la phase superficielle.

Eu égard à (1) et à la relation

$$s_2' - s_2'' = \frac{L_2}{T} + R_2\, T\, \frac{\delta \lg f_2''}{\delta T} \tag{4}$$

où T est température, f_2'' le coefficient d'activité de l'eau dans la phase liquide et L_2 la chaleur de vaporisation de l'eau, l'équation (3) donne

$$\omega\, s^a + m_1'\, s_1' + m_2'\, s_2' + m_2''\, s_2'' + m_3''\, s_3'' = \text{const.} \tag{5}$$

ou encore, compte tenu de (4),

$$\omega s^a + m_1'\, s_1' + (m_2' + m_2'')\, s_2'' + m_3''\, s_3'' + m_2'\, \frac{L_2}{T} + m_2'\, R_2\, T\, \frac{\delta \lg f_2''}{\delta T} = \text{const.} \tag{6}$$

Quand les phénomènes capillaires sont négligeables (ωs^a négligeable devant les autres entropies) et qu'il n'y a pas de sel dissous ($m_3'' = 0$), on retrouve la formule classique [*3*]

$$m_1'\, s_1' + (m_2' + m_2'')\, s_2'' + m_2'\, \frac{L_2}{T} = \text{const.} \tag{7}$$

L'adiabaticité de la transformation introduit la relation supplémentaire (6) entre les variables définissant l'état complet du système, si bien que

l'évolution au cours d'une transformation adiabatique réversible est déterminée par *une* variable indépendante. On peut donc, comme en thermodynamique classique, étudier comment varie la température du système en fonction de la pression de la phase gazeuse qui, dans le cas que nous envisageons, est différente de la pression de la phase liquide.

Introduisons les adsorptions

$$\Gamma_\gamma = \frac{m_\gamma''}{\omega} \tag{8}$$

et supposons la goutte sphérique

$$\omega = 4\pi r^2 \tag{9}$$

où r est le rayon de la phase superficielle.

Les équations de fermeture (1) s'écrivent alors

$$\left.\begin{aligned} m_1' &= m_{10} - 4\pi r^2 \Gamma_1, \\ m_2' + m_2'' &= m_{20} - 4\pi r^2 \Gamma_2, \\ m_3'' &= m_{30} - 4\pi r_2 \Gamma_3. \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

Ces équations permettent de donner, à l'équation (6), la forme suivante

$$4\pi r^2 [s^a - \Gamma_1 s_1' - (\Gamma_2 s_2'' + \Gamma_3 s_3'')] + m_{10} s_1' + m_{20} s_2'' + \\ + m_{30} s_3'' + m_2' \frac{L_2}{T} + m_2' R_2 T \frac{\delta \lg f_2''}{\delta T} = \text{const.} \tag{11}$$

Il importe d'attirer ici l'attention sur le fait que la connaissance des adsorptions est actuellement inaccessible.

Si, par des mesures expérimentales, on connaissait la façon dont la tension superficielle varie en fonction de la température T, de la pression p' de la phase prime, du titre molaire N_2'' de l'eau dans la phase liquide et du rayon r, on pourrait alors déduire les valeurs de s^a, Γ_1, Γ_2, Γ_3 en fonction des données du problème.

Dans le cas particulier où la tension superficielle ne dépend ni de p', ni de r, on a [*4*]

$$\Gamma_1 = 0, \qquad \frac{\delta \sigma(T, N_2'')}{\delta T} = -s^a + (\Gamma_2 s_2'' + \Gamma_3 s_3''). \tag{12}$$

En explicitant les valeurs des entropies spécifiques du constituant 1 dans la phase prime et des constituants 2 et 3 dans la phase seconde, l'équation (11) prend alors, compte tenu de (12), la forme suivante

$$-4\pi r^2 \frac{\delta \sigma}{\delta T} + (m_{10} c_1' + m_{20} c_2'' + m_{30} c_3'') \lg T - m_{10} R_1 \lg p_1' \\ - m_{20} R_2 \lg N_2'' f_2'' - m_{30} R_3 \lg N_3'' f_3'' + m_2' \frac{L_2}{T} + \\ + (m_2' - m_{20}) R_2 T \frac{\delta \lg f_2''}{\delta T} - m_{30} R_3 T \frac{\delta \lg f_3''}{\delta T} = \text{const.} \tag{13}$$

où c_1', c_2'', c_3'' représentent les chaleurs spécifiques à pression constante, respectivement de l'air sec, de l'eau liquide et du sel dissous; N_3'' le

titre molaire, f_3'' le coefficient d'activité du sel dissous dans la phase liquide. Malgré sa forme relativement simple, cette équation est difficile à résoudre car $\frac{\delta\sigma}{\delta T}$, r, N_2'', N_3'', f_2'', f_3'', p_1' et m_2' sont des fonctions assez compliquées de p' et de T.

Bibliographie.

1. Dufour, L. et R. Defay: Extension du théorème de Duhem en vue des applications à la thermodynamique de l'atmosphère. Journ. scient. météorol. **4**, 1—4 (1952).
2. Dufour, L.: Sur la thermodynamique de la condensation dans l'atmosphère. Inst. roy. mét. Belgique. Mém. **XLII** (1951).
3. Van Mieghem, J. et L. Dufour: Thermodynamique de l'atmosphère. Inst. roy. mét. Belgique. Mém. **XXX** (1948).
4. Dufour, L.: Over de oppervlaktespanning van een wolkendrupel. Med. Kon. Vl. Ac. Wet. België, **XIII**, n° 14 (1951).

551.555.3

Versuch einer Erklärung des Föhns als Luftströmung mit überkritischer Geschwindigkeit*.

Von

H. Schweitzer, Frankfurt a. M.

Mit 5 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Nachdem bei den Erklärungsversuchen des Föhns in den letzten Jahren vorwiegend *thermodynamische* Prozesse benutzt worden sind, wird in der nachfolgenden Arbeit eine vorwiegend *strömungsmechanische* Erklärung für sein Zustandekommen versucht, die das Archimedische Prinzip nicht in Anspruch nimmt. Dazu wird die Analogie herangezogen, die zwischen Gasdynamik und Hydraulik der Wasserströmungen mit freier Oberfläche in flachen Kanälen besteht. Der Gasströmung mit Unterschallgeschwindigkeit entspricht dabei das fließende, der mit Überschallgeschwindigkeit das schießende Wasser. Der Schallgeschwindigkeit entspricht die Ausbreitungsgeschwindigkeit flacher Gravitationswellen an der Wasseroberfläche (Grundwellengeschwindigkeit). Nach einer kurzen Darstellung dieser Analogie wird nachgewiesen, daß sie auf ein Zweischichtenproblem der Atmosphäre mit einer Inversion als innerer Grenzfläche erweitert werden kann. Der Föhn wird nunmehr als Luftströmung mit überkritischer Geschwindigkeit (Übergrundwellengeschwindigkeit), also als schießende Luftströmung gedeutet. Der Strömungskanal ist dabei der Raum zwischen einer über dem Gebirgszug im Ausgangszustand liegenden Inversion und der Erdoberfläche (bzw. der Oberfläche einer darüber lagernden, stagnierenden, flachen Kaltluftschicht), aus dem die Luft durch ein Tiefdruckgebiet abgesaugt wird. Die in der Föhnströmung auftretenden „Rotoren" werden entsprechend den Turbulenzwalzen gedeutet, wie sie bei den in schießendem Wasser auftretenden Wassersprüngen beobachtet werden. Auch eine Reihe anderer Beobachtungstatsachen über das Verhalten des Föhns werden bei diesem Erklärungsversuch prinzipiell verständlich. Um, von ihm ausgehend, zu einer Föhntheorie zu kommen, müssen die sicher vorhandenen thermodynamischen Prozesse noch berücksichtigt werden.

Summary. While, in the efforts of recent years to solve the foehn problem, mainly thermodynamic processes have been made responsible for its origin, this paper tries to explain it as a chiefly hydromechanical process, without applying the Archimedean Principle. This explanation ist based on the

* Vorgetragen auf der zweiten internationalen Tagung für alpine Meteorologie, 20. und 21. September 1952, in Obergurgl, Tirol.

analogy consisting between gas dynamics and hydrodynamics of shallow water flows in open channels with a free surface. In this case streaming water corresponds to a subsonic, shooting water to a supersonic gas flow. The celerity of elementary gravity waves at the surface of the water corresponds to the velocity of sound. After a short description of this analogy it is shown that it may be extended to a two-layer problem of the atmosphere with an inversion as an internal boundary surface. The foehn is then explained as an air flow with supercritical velocity, i. e. as shooting air current. The channel for the flow is the space between an inversion at the beginning lying over the mountain range and the surface of the earth (or at the surface of a shallow layer of cold, stagnant air near the ground respectively), out of which the air is sucked by a low pressure system. The curls (Rotoren) observed in the foehn flow are explained in the same way as the turbulence cylinders observed in the hydraulic jumps of shooting water. A number of other observations concerning the behaviour of the foehn can be explained in principle by this attempt of an explanation. There can be no doubt that, in order to develop a concise theory of the foehn from this attempt, the existing thermodynamic processes must also be taken into account.

Résumé. Alors qu'au cours de ces dernières années les tentatives d'explication du foehn reposaient essentiellement sur des considérations thermodynamiques, le présent travail se fonde sur la mécanique de l'écoulement d'un fluide sans faire appel au principe d'Archimède. On part de l'analogie existant entre la dynamique des gaz et celle des courants d'eau à surface libre en canal peu profond. Le courant gazeux de vitesse infrasonique correspond à l'eau courante, et celui de vitesse suprasonique à l'eau précipitante. A la vitesse du son correspond la vitesse de propagation d'ondes gravitationelles minces à la surface de l'eau (vitesse des ondes de fond). Après un court exposé de cette analogie, on prouve qu'elle peut s'étendre au cas d'une atmosphère à deux couches séparées par une surface d'inversion. Le foehn serait alors un courant de vitesse hypercritique (supérieure à la vitesse des ondes de fond), c'est-à-dire un courant précipitant. Dans ce cas le canal correspond à l'espace compris entre une surface d'inversion naissante, au-dessus de la chaîne de montagnes, et la surface du sol (ou celle d'une couche froide stagnante); l'air de cet espace est aspiré par une région de basse pression. Les tourbillons apparaissant dans le courant de foehn sont à comparer à des remous de turbulence comparables à ceux qui se produisent dans les sauts de l'eau en précipitation. D'autres faits d'observation du foehn trouvent à ce point de vue leur explication. Pour arriver jusqu'à une théorie complète du foehn, il faudra également tenir compte des processus thermodynamiques certainement présents.

Vorbemerkungen.

Es ist eine bekannte Tatsache, daß es in der Atmosphäre Strömungsvorgänge gibt, die durch Potentialströmungen nicht zutreffend beschrieben werden können. Da die den Potentialströmungen zugrunde liegenden Differentialgleichungen vom *elliptischen* Typ sind, lag es nahe, nachzuprüfen, ob derartige Strömungsvorgänge nicht durch Differentialgleichungen aus der Klasse der *hyperbolischen*[1] beherrscht sein könnten.

[1] Zum Begriff der Differentialgleichungen vom elliptischen und hyperbolischen Typ und ihren grundverschiedenen Lösungsmethoden vgl. z. B. [*1*].

Durch diese Fragestellung wurde der Verfasser auf das Gebiet der Gasdynamik geführt. Dort werden die Unterschallgeschwindigkeiten von elliptischen Differentialgleichungen, die Überschallgeschwindigkeiten dagegen von hyperbolischen regiert. Beim Durchgang der Strömungsgeschwindigkeit durch die Schallgeschwindigkeit schlägt der elliptische Typus in den hyperbolischen um. Bei der weiteren Verfolgung dieses Gedankenganges wurde er dann mit der interessanten Analogie zwischen den Gesetzen der Gasdynamik und den Gesetzen der Hydraulik bekannt, die das Verhalten der freien Wasseroberfläche in flachen Kanälen beschreiben [*2, 3, 4*]. Diese Analogie wird im folgenden dargelegt. Sie wird von den Hydraulikern in zunehmendem Maße angewandt [*5, 6*]. Da die Atmosphäre ein „flaches Wasser" ist, wurde dem Verfasser bewußt, daß die erwähnte Analogie auch von großer Bedeutung für die Meteorologie sein müsse. Angesichts der großen Zahl von Veröffentlichungen aus dem Gebiet der theoretischen Gasdynamik, die besonders in den USA in den letzten Jahren erschienen sind, entschloß er sich, die meteorologische Literatur Amerikas systematisch daraufhin nachzuprüfen, ob dort nicht bereits ähnliche Gedankengänge geäußert worden waren. Zu seiner Überraschung stieß er auf eine Arbeit F. Freemans [*7*], in der dieser die Analogie zur Lösung eines meteorologischen Problems der Tropen benutzt. Der Verfasser ist mit Freeman der Meinung, daß die Bedeutung dieser Analogie für die Meteorologie noch gar nicht genug erkannt ist. Sie wird im folgenden zu einem Versuch herangezogen, den Mechanismus des Föhns, der trotz einer kaum noch übersehbaren Literatur [*8*] immer noch unbekannt ist, in seinen Grundzügen aufzuklären.

I. Forderungen an eine Föhntheorie und kritische Betrachtung bisheriger Erklärungsversuche.

Unter dem Begriff „Föhn" wird im folgenden jener merkwürdige stürmische Wind verstanden, der sich in den unteren Schichten der Atmosphäre im Lee einer Gebirgskette oft entwickelt, wenn diese von einer starken Luftströmung überquert wird. Sehr eindrucksvoll tritt diese Naturerscheinung z. B. im Alpengebiet von Innsbruck auf, wo der Föhn am Brennerpaß entsteht, durch das Silltal als warmer Sturm herabweht, das Quertal des Inn bei Innsbruck durchflutet, an der Nordkette emporklettert und erst im Alpenvorland in eine normale Luftströmung übergeht. Föhn wird auch am Riesengebirge, an der Ostküste Grönlands, in Spitzbergen, Südamerika und Kalifornien beobachtet. Versucht man aus dem umfangreichen Beobachtungsmaterial das Wesentliche vom weniger Wichtigen zu trennen, so bleibt einer Föhntheorie die Aufgabe, die folgenden Beobachtungstatsachen verständlich zu machen:

1. Der Wind weht nicht immer einfach in der Höhe über ein zerklüftetes Gebirgsrelief hinweg, indem er die Luft in den Tälern nahezu ruhend liegen läßt, wie man erwarten sollte. Statt dessen entsteht manchmal eine vertikal flache, stürmische Windströmung (der Föhn), die sich dem *Untergrund anpaßt*, also in die Täler hinabsteigt und an den Berg-

hängen wieder emporklettert. Diese Tatsache ist um so rätselhafter, als die Luftströmung beim Abstieg in ein Tal offenbar dem Archimedischen Prinzip zuwiderhandelt, nach dem nur schwerere Massen in leichteren absinken können. Nach der bis vor kurzem allgemein vertretenen Auffassung jedenfalls ist der warme Föhn *leichter* als die im Tal vor seinem Einbruch lagernde Luft. Die Natur muß also Arbeit aufwenden, um seinen Abstieg in die Täler zu erzwingen, ohne daß zunächst einzusehen ist, wie und warum sie dies tut, wo doch der mit geringerem Arbeitsaufwand mögliche Weg einer horizontalen Überströmung des Tales in Gebirgshöhe offenzustehen scheint.

2. Nach den klassischen Ballonbeobachtungen v. Fickers bildet der Alpenföhn beim Überqueren der Tiroler Nordkette keine Leewirbel und hat kaum Turbulenz, während in ihm im Silltal und bei Innsbruck eine Stoß- und Richtungsböigkeit auftritt, die sich grundsätzlich von der beobachteten Turbulenz in normalen Luftströmungen unterscheidet und von Ekhart zur Definition des Föhns benutzt worden ist.

3. Beim Föhn wurden wohl erstmalig im Lee des Riesengebirges horizontale, quer zur Strömung nahezu ortsfest stehende rotierende Luftwalzen (Rotoren) beobachtet, die unter Umständen (wie in Abb. 5) über das Niveau des überströmten Gebirges emporreichen können. Aus Segelflugbeobachtungen weiß man, daß darin dicht nebeneinander Auf- und Abwinde von 10 m/sek und mehr auftreten, während darüber die Strömung wieder völlig laminar ist. In Bodennähe herrscht unter den Rotoren nahezu Windstille oder sogar schwach entgegengesetzter Wind, während wenige 100 m davor der Föhnsturm braust. Eine eindrucksvolle Beschreibung dieser Erscheinung wurde von Küttner [*9*] gegeben. Derartige Rotoren sind inzwischen, mehr oder weniger stark entwickelt, überall gefunden worden, wo Föhn auftritt. Sie müssen daher ein wesentlicher Bestandteil seines Mechanismus sein.

4. Der Föhn beginnt an den Pässen des höchsten Gebirgshindernisses, entwickelt sich im Laufe der Zeit in Richtung der großräumigen Luftströmung und weitet sich dabei auch seitwärts über die Gebirge aus. Er erlischt jedoch in umgekehrter Richtung.

5. Die Häufigkeit seines Auftretens ist abhängig von der Jahreszeit. Beim Alpensüdföhn liegen die Häufigkeitsmaxima im Frühjahr und Herbst [*10*].

Seit langer Zeit weiß man, daß eine *notwendige* Bedingung für die Auslösung von Alpensüdföhn der Vorbeizug eines Tiefdruckgebietes auf west-östlicher Bahn nördlich der Alpen ist. Dieses saugt in den unteren Schichten Luft aus seiner Umgebung, also auch über die Alpen hinweg, an, wobei es dann zu Föhn kommen *kann*. Ähnliche Großwetterlagen liegen bei den Föhnbeobachtungen in allen Erdteilen vor. Wie Hauer [*10*] gezeigt hat, führt eine derartige Großwetterlage in den Alpen jedoch nicht immer zur Föhnentwicklung. *Es müssen also noch zusätzliche, offenbar jahreszeitlich gebundene Bedingungen für sein Zustandekommen erfüllt werden.*

Angesichts des Rätsels, das allein schon die erste Beobachtungstatsache dem physikalisch denkenden Menschen auferlegt, ist es nicht verwunderlich, daß immer wieder versucht worden ist, die Gültigkeit des Archimedischen Prinzips auch für den Föhn in Anspruch zu nehmen. Eine ältere Erklärung Prandtls, die den Föhn verstanden wissen will als den Abfluß einer kalten Luftmasse, die sich im Luv des Gebirgszuges angesammelt hat oder advektiv herbeigeführt wird [*11*], gilt sicher nur für einen Teilbereich der beobachteten Fälle. Sie mag für die Bora an der ostadriatischen Küste zutreffend sein, gilt jedoch nicht für den Alpen- und Riesengebirgsföhn und auch nicht für den Chinook, den Föhn im Lee der Rocky Mountains in Colorado (USA). Entgegen Prandtls Voraussetzung sind diese Winde wärmer als die umgebende Luft, stürzen also unter Verletzung des Archimedischen Prinzips in die Täler oder Ebenen hinab.

Kürzlich haben Rossmann und Berg Föhntheorien veröffentlicht, die das Archimedische Prinzip auf andere Weise in Anspruch nehmen. Rossmann [*12*] verlegt den Antriebsmechanismus für das Absteigen des Föhns in die Täler in die beim Alpenföhn „fast immer" auf der Luvseite gefundene mächtige Wolkenmasse (Föhnmauer), aus der schwerere, durch Mischung mit Kondensationsprodukten entstehende Luftmassen herabstürzen sollen. Beim Grönlandföhn soll das durch Aufwirbelung des Schnees über dem Hochplateau entstandene Luft-Schnee-Gemisch diese schwerere Masse sein [*13*]. Nachdem Berg durch Aufzeigen eines Alpenföhnfalles ohne derartige Wolkenmassen ein Gegenbeispiel gegen diese Theorie gebracht hat [*14*] und durch neuere Arbeiten über den Chinook erwiesen ist, daß im Lee der Rocky Mountains Föhn ohne ausgedehnte Bewölkung westlich davon auftritt [*15*], erscheint diese Theorie nicht mehr haltbar. Nach Ansicht des Verfassers ist jedoch der Föhn in seiner Gewalt und Großräumigkeit auch durch die Bergsche Ersatztheorie [*14*], die ihn als durch eine wärmere Umgebung hindurchfallende, abgelöste kalte Hangluft deuten will, nicht zu verstehen. Derartige Effekte, die sicher vorhanden sein werden, mögen zur Abwandlung des uns noch verborgenen Grundmechanismus beitragen, nach diesem selbst müssen wir aber weiter forschen. Die im folgenden versuchte Erklärung des Föhns erfordert die Heranziehung des Archimedischen Prinzips *nicht*. Sie zeigt darüber hinaus, warum die Luftmassen entgegen diesem Prinzip in die Täler herabgezogen werden *müssen*, und ist in der Lage, auch die übrigen Beobachtungstatsachen in einfacher Weise plausibel zu machen. Als Grundlage dient die oben erwähnte Analogie, die im folgenden dargestellt werden soll.

II. Die Analogie zwischen den Gesetzen der Gasdynamik und den Strömungsgesetzen einer flachen, inkompressiblen Flüssigkeit unter einer ruhenden, relativ dicken Flüssigkeitsschicht verschiedener Dichte.

Das System der Gleichungen, das die Bewegung eines zweidimensionalen, kompressiblen, polytropen Gases in der Gasdynamik beschreibt, lautet (vgl. [*2*]):

$$\varrho_t + (\varrho\, u)_x + (\varrho\, v)_y = 0 \qquad \text{Kontinuitätsgleichung} \qquad (1)$$

$$\left.\begin{aligned} \varrho\,(u_t + u\,u_x + v\,u_y) &= -\,p_x \\ \varrho\,(v_t + u\,v_x + v\,v_y) &= -\,p_y \end{aligned}\right\} \quad \text{Bewegungsgleichungen} \qquad (2),\ (3)$$

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\varrho}{\varrho_0}\right)^{\gamma} \qquad \text{Gleichung der Polytropen (Energiegleichung)} \qquad (4)$$

ϱ = Gasdichte, p = Gasdruck, u, v = Geschwindigkeitskomponenten in der x, y-Richtung, γ = Verhältnis der spezifischen Wärmen.

Die Strömungsgesetze einer flachen, inkompressiblen Flüssigkeit der Höhe h und der Dichte ϱ_0 unterhalb einer zweiten, ruhenden[1], relativ zu h dicken Flüssigkeitsschicht der Dichte ϱ_0' ($\varrho_0 > \varrho_0'$) (z. B. Salzwasser unter Süßwasser) lauten unter der Voraussetzung, daß in dem Flüssigkeitssystem die *Gültigkeit der statischen Grundgleichung* angenommen wird[2]:

$$h_t + (h\,u)_x + (h\,v)_y = 0 \qquad \text{Kontinuitätsgleichung} \qquad (1')$$

$$\left.\begin{aligned} u_t + u\,u_x + v\,u_y &= -\,g\left(1 - \frac{\varrho_0'}{\varrho_0}\right) h_{xy} \\ v_t + u\,v_x + v\,v_y &= -\,g\left(1 - \frac{\varrho_0'}{\varrho_0}\right) h_{xy} \end{aligned}\right\} \quad \text{Bewegungsgleichungen} \qquad (2'),\ (3')$$

Man kann diese Gleichungen nun unmittelbar erhalten, indem man in den Gln. (1), (2), (3) der Gasdynamik formal die Gasdichte ϱ durch h und den Gasdruck p durch $\frac{1}{2}\, g\left(1 - \frac{\varrho_0'}{\varrho_0}\right) h^2$ ersetzt. Ersetzt man in gleicher Weise die Größen der Gl. (4), so erhält man als analoge Gleichung:

$$\left(\frac{h}{h_0}\right)^2 = \left(\frac{h}{h_0}\right)^{\gamma}. \qquad (4')$$

Diese ist jedoch nur dann erfüllbar, wenn $\gamma = 2$ gesetzt wird. Wegen dieser Überführbarkeit des Gleichungssystems der Gasdynamik im Falle $\gamma = 2$ in das des genannten hydraulischen Problems muß nun folgendes gelten:

Die inkompressible untere Flüssigkeit muß ein analoges Verhalten zeigen wie die Strömung eines zweidimensionalen Gases mit dem Verhältnis der spezifischen Wärmen $\gamma = 2$.

Wenn es nun auch ein derartiges Gas in der Natur nicht gibt, so liegt der Wert γ für Luft so nahe bei diesem Wert, daß alle Erscheinungen der Unter- und Überschallgeschwindigkeiten von Luft wenigstens qualitativ ein Analogon haben müssen in der unteren inkompressiblen Flüssigkeit unseres Zweischichtenproblems.

Experimentelle Untersuchungen an zweifach (oder mehrfach) geschichteten Flüssigkeiten mit internen Dichtesprungflächen mit dem Ziel, diesen mathematisch-physikalischen Sachverhalt zu bestätigen, sind erst vereinzelt in letzter Zeit in Angriff genommen worden [*16*]. Einzelne frühere Versuche (Defant) hatten meist andere Zielsetzungen.

[1] Die Voraussetzung der *ruhenden* Deckschicht ist sofort durch die einer gleichförmig bewegten ersetzbar, da nach dem Relativitätsprinzip dem ganzen Flüssigkeitssystem eine konstante Translationsgeschwindigkeit überlagert werden kann.

[2] Zur Ableitung dieser Gleichungen vgl. z. B. [7], S. 139.

Für das spezielle Zweischichtenproblem „flaches Wasser unter atmosphärischer Luft", das *Problem der Wasserströmungen mit freier Oberfläche*, dagegen liegen umfangreiche theoretische und experimentelle Untersuchungen vor, da dieses Problem eine große praktische Bedeutung bei der Flußregulierung hat [*3, 5, 17, 18*]. Es unterscheidet sich von dem allgemeineren jedoch lediglich dadurch, daß wegen des großen Dichteunterschiedes Luft gegen Wasser ϱ_0' gegen ϱ_0 vernachlässigt werden darf. Die Formeln werden daher besonders einfach. Die Analogie hat für diesen Fall zu einer gegenseitigen Befruchtung der Gebiete Gasdynamik und Hydraulik geführt, die noch keineswegs abgeschlossen ist. Wegen ihres Bestehens kann man nämlich viele Modellversuche, die sich im Windkanal nur schwer durchführen lassen, mit flachem Wasser vornehmen. Gerade in neuester Zeit hilft dieses Verfahren den Gasdynamikern bei der Lösung von Problemen im schwierigen Bereich der Strömungsgeschwindigkeiten um die Schallgeschwindigkeit bei Flugmodellen, die wegen der Instabilität der Luftströmungen im Windkanal nicht zu lösen sind [*6*]. Aber auch umgekehrt haben im Windkanal gewonnene Versuchsergebnisse zur Lösung hydraulischer Probleme beigetragen.

Die konsequente Ersetzung von ϱ, p, γ in den Gleichungen der Gasdynamik zeigt nun, daß folgende Größen einander analog sind:

Gasdynamik	*Zweischichtenproblem inkompressibler Flüssigkeiten*	*Flache Wasserströmungen mit freier Oberfläche*	
ϱ, T Gasdichte, Gastemperatur	h Höhe der unteren Flüssigkeitsschicht	h Wasserspiegelhöhe	(5)
p Gasdruck	$\frac{1}{2}\left(1-\frac{\varrho_0'}{\varrho_0}\right) g\, h^2$	$\frac{1}{2} g\, h^2$	(6)
$c=\sqrt{\gamma \frac{p}{\varrho}}$ örtliche Schallgeschwindigkeit	$a=\sqrt{\left(1-\frac{\varrho_0'}{\varrho_0}\right) g\, h}$ örtliche Grundwellengeschwindigkeit der unteren Schicht	$a=\sqrt{g\, h}$ örtliche Grundwellengeschwindigkeit an der freien Oberfläche	(7)
$M=\frac{v}{c}$ Machsche Zahl	$F=\frac{v}{a}=\frac{v}{\sqrt{\left(1-\frac{\varrho_0'}{\varrho_0}\right) g\, h}}$ verallgemeinerte Froudesche Zahl	$F=\frac{v}{a}=\frac{v}{\sqrt{g\, h}}$ Froudesche Zahl der Hydraulik	(8)

Besonderes Interesse bei dieser Analogie verdient die Tatsache, daß die Schallgeschwindigkeit der Gasdynamik übergeht in $a=\sqrt{\left(1-\frac{\varrho_0'}{\varrho_0}\right) g\, h}$. Diese Größe ist nun *die Ausbreitungsgeschwindigkeit langer, flacher Wellen an der Grenzfläche* der beiden Flüssigkeiten. Sie hat zugleich den Charakter einer *Gruppengeschwindigkeit* und ist daher auch *die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Energiestörungen an der Grenzfläche. Es muß ihr daher in der*

Theorie der geschichteten Flüssigkeiten eine ähnliche Bedeutung zukommen wie der Schallgeschwindigkeit in der Gasdynamik. Die fundamentale Bedeutung der Schallgeschwindigkeit c und ihrer analogen Größe a wird bereits erkennbar, wenn man die Grundgleichungssysteme (1), (2), (3) und (1′), (2′), (3′) vom Standpunkt der Theorie der Differentialgleichungssysteme her betrachtet. Beide Systeme sind quasilineare Systeme. Sie sind vom elliptischen Typ, solange die Strömungsgeschwindigkeit kleiner als c bzw. a ist, gehen jedoch in den hyperbolischen Typ über, sobald sie größer als diese wird[1]. Da die elliptischen Differentialgleichungen Funktionen einer komplexen Veränderlichen als Lösungsfunktionen haben und daher eine Summe von speziellen Lösungen wieder eine Lösung ist (Superpositionsprinzip), dies aber nicht mehr für die hyperbolischen Differentialgleichungen gilt, sondern dafür ganz andere Lösungsmethoden angewandt werden (Charakteristikenverfahren), müssen sich Flüssigkeitsströmungen mit einer Geschwindigkeit größer als a von solchen mit einer Geschwindigkeit kleiner als a genau so grundlegend unterscheiden, wie die Strömungen mit Überschallgeschwindigkeit von denen mit Unterschallgeschwindigkeit abweichen.

Aus den oben erwähnten Gründen einer schon vorliegenden, engen Verbindung zwischen Theorie und Experiment wollen wir uns im folgenden zunächst *auf das Verhalten flachen Wassers mit freier Oberfläche beschränken,* aber immer bedenken, daß sich eine flache Flüssigkeitsströmung unter der internen Grenzfläche des oben erwähnten Zweischichtenproblems inkompressibler Flüssigkeiten *prinzipiell genau so verhält.*

Wie angegeben, geht in diesem Fall die Schallgeschwindigkeit in $a = \sqrt{g\,h}$ über. Diese Größe wird in der Hydraulik als *Grundwellengeschwindigkeit* (celerity of the elementary gravity wave) bezeichnet. Analog der Einteilung der Gasdynamik in Strömungen mit Unter- und Überschallgeschwindigkeit ist die Hydraulik der Strömungen mit freier Oberfläche einzuteilen in Wasserströmungen mit Unter- und solche mit Übergrundwellengeschwindigkeit. Wasser, das mit einer Geschwindigkeit strömt, die kleiner ist als die Grundwellengeschwindigkeit, heißt in der Hydraulik *fließendes Wasser,* Wasser mit einer Strömungsgeschwindigkeit größer als die Grundwellengeschwindigkeit heißt *schießendes Wasser.* Strömt Wasser genau mit Grundwellengeschwindigkeit, so nennt man es *„mit kritischer Geschwindigkeit strömendes Wasser"*. In Analogie zur Machschen Zahl ist die Froudesche Zahl $F < 1$ *bei fließendem,* $F > 1$ *bei schießendem,* $F = 1$ *bei kritisch strömendem Wasser.*

Bevor wir uns diesen Strömungen eingehender zuwenden, sei noch gezeigt, wie vermöge dieser Analogie sich aus wichtigen Beziehungen der Gasdynamik[2] sofort grundlegende Gleichungen der Hydraulik ergeben. Außerdem seien wichtigen Begriffen der Gasdynamik die entsprechenden der Hydraulik gegenübergestellt.

[1] Zur Theorie der Differentialgleichungssysteme vom elliptischen und hyperbolischen Typ und ihrer Lösungsmethoden muß auf die Fachliteratur verwiesen werden (vgl. z. B. [*1*], [*2*]).

[2] Zur Ableitung der Beziehungen vgl. z. B. [*2*] oder [*19*].

Gasdynamik

Maximale Schallgeschwindigkeit (= Schallgeschwindigkeit eines ruhenden Gases beim Druck p_0 und der Dichte ϱ_0):

$$c_{max} = c_0 = \sqrt{\gamma \frac{p_0}{\varrho_0}} \tag{9}$$

Strömungsgeschwindigkeit eines in einem Kessel im Ruhezustand ϱ_0, p_0 befindlichen Gases beim Ausströmen durch eine Öffnung in Abhängigkeit vom Außendruck p bei Annahme adiabatischen Verhaltens (Gleichung von St. Venant und Wantzel):

$$v = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_0}{\varrho_0} \left[1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right]} \tag{10}$$

Maximale Ausströmungsgeschwindigkeit eines sich adiabatisch verhaltenden Gases vom Zustand ϱ_0, p_0 ins Vakuum:

$$v_{max} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_0}{\varrho_0}} \tag{11}$$

Kritische Gasgeschwindigkeit einer aus dem Ruhezustand sich entwickelnden Strömung (das ist diejenige Strömungsgeschwindigkeit v, die gleich der lokalen Schallgeschwindigkeit c ist):

$$v_c = c_c = \sqrt{\frac{2}{\gamma + 1}}\, c_0 \tag{12}$$

Kritische Gasdichte (zu $v = c$ gehörige Dichte):

$$\varrho_c = \varrho_0 \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} \tag{13}$$

Durch Rauhigkeiten an den Rohrwänden hervorgerufene Verdichtungs- und Verdünnungswellen einer stationären Gasströmung bei Überschallgeschwindigkeit (Machsche Linien) (14)

Riemannsche Stoßwelle (15)

Lavaldüse (16)

Hydraulik der Strömungen mit freier Oberfläche

Maximale Grundwellengeschwindigkeit (= Grundwellengeschwindigkeit einer ruhenden Wassermasse der Höhe H_0):

$$a_{max} = a_0 = \sqrt{g H_0} \tag{9'}$$

Strömungsgeschwindigkeit v von Wasser eines ruhenden Sees der Spiegelhöhe H_0 beim Ausfließen in einen breiten, geraden Kanal in Abhängigkeit von der Wasserspiegelhöhe h im Kanal (Bernoullische Gleichung):

$$v = \sqrt{2 g H_0 \left[1 - \frac{h}{H_0}\right]} \tag{10'}$$

Maximale Ausflußgeschwindigkeit von ruhendem Wasser der Tiefe H_0 aus einem Gefäß:

$$v_{max} = \sqrt{2 g H_0} \tag{11'}$$

Kritische Wassergeschwindigkeit einer sich aus einem ruhenden See entwickelnden Strömung (das ist diejenige Wassergeschwindigkeit, die gleich der örtlichen Grundwellengeschwindigkeit $a = \sqrt{g h}$ ist):

$$v_c = a_c = \sqrt{\frac{2}{3}}\, a_0 \tag{12'}$$

Kritische Wassertiefe (zu $v = a$ gehörige Wassertiefe)

$$h_c = \frac{2}{3} H_0 \tag{13'}$$

Durch Rauhigkeiten am Flußufer hervorgerufene Linien gleicher Spiegelsenkung und Spiegelhebung bei einem stationär und schießend strömenden, flachen Wasser (z. B. Wildbach) (14')

Wassersprung (hydraulic jump) (15')

Geeignet geformte Einschnürung eines Flußbettes (16')

III. Das Verhalten fließenden und schießenden Wassers in einem Kanal.

Von ganz besonderer Bedeutung für die in dieser Arbeit versuchte Erklärung des Föhns sind Modellversuche, die das verschiedenartige Verhalten von fließendem und schießendem Wasser beim Überströmen eines Bodenhindernisses zeigen. Die Versuchsergebnisse werden prinzipiell sehr einfach verständlich, wenn man von der Beziehung ausgeht, die zwischen der Durchflußmenge q pro Zeiteinheit und Einheitsbreite des Versuchskanals und der Wassertiefe h im Kanal besteht. Diese Beziehung erhält man aus der Bernoullischen Gleichung, die wir als Gl. (10′) vermöge der Analogie aus der Gleichung von St. Venant und Wantzel erhalten haben:

Bei gegebenem v und h ist q gegeben durch

$$q = v\,h. \qquad (17)$$

Ersetzt man in (10′) v mit Hilfe von (17), so erhält man nach einfacher Umformung

$$q = \sqrt{2\,g\,h^2\,(H_0 - h)}. \qquad (18)$$

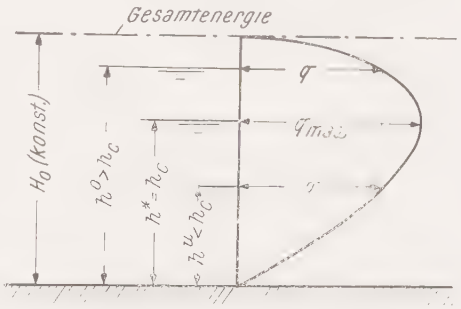

Abb. 1. Wasserdurchflußmenge q pro Zeit und Einheitsbreite durch einen Kanal mit freier Oberfläche in Abhängigkeit von der Wassertiefe h bei vorgegebener Gesamtenergie entsprechend H_0. Die gleiche Wassermenge kann bei zwei verschiedenen Wassertiefen strömen (fließend, schießend). Bei der kritischen Wassertiefe h_c wird die maximale Förderleistung $q^* = q\max$ des Kanals erreicht. H_0 = konstante Tiefe des Sees; h_c = kritische Wassertiefe; h^0 größer, h^u kleiner als h_c.
(Nach Rouse [17].)

Bei konstant vorgegebener Wassertiefe des ruhenden Sees H_0, aus dem das Wasser in den Versuchskanal strömt, stellt (18) q in Abhängigkeit von h dar. Die graphische Darstellung dieser Abhängigkeit — das Durchflußdiagramm — zeigt Abb. 1 (nach Rouse [17]).

Wie man sieht, kann eine bestimmte Wassermenge im allgemeinen bei *zwei* Wassertiefen h^0 und h^u durch den Kanal gefördert werden. Nur für den Scheitelwert q^* der Kurve, der zugleich die bei Vorgabe von H_0 maximal mögliche Durchflußmenge pro Zeit- und Breiteneinheit q_{max} durch den Kanal darstellt, gibt es nur *eine einzige* Wassertiefe h^*.

Im Scheitelpunkt des Diagramms muß nun nach den einfachen Regeln der Differentialrechnung für Kurvenextreme das aus (18) zu bildende

$$\frac{dq}{dh} = \frac{2\,g\,(2\,h^*\,H_0 - 3\,h^{*2})}{2\sqrt{2\,g\,h^{*2}\,(H_0 - h^*)}} \qquad (19)$$

Null sein, woraus folgt:

$$h^* = \frac{2}{3}\,H_0. \qquad (20)$$

Ein Vergleich dieser Beziehung mit (13′) zeigt, daß $h^* = h_c$ ist. *Die maximale Förderleistung des Kanals wird also bei der kritischen Wassertiefe*

erreicht. Die kritische Wassertiefe ist aber nach Definition [vgl. (13′)] diejenige Wassertiefe, bei der Strömungsgeschwindigkeit v und örtliche Grundwellengeschwindigkeit a einander gleich sind, bei der also das Wasser mit kritischer Geschwindigkeit strömt. Die Größen v_c, h_c, $q^* = q_{\max}$ sind nach den Gln. (9′), (12′), (13′), (17) allein durch H_0 bestimmt.

Entsprechend der Definition für fließendes und schießendes Wasser (s. S. 357) ist für ein $q < q_{\max}$ der Abb. 1 h^0 daher die Wassertiefe, bei der q als fließende Strömung, h^u dagegen die Wassertiefe, bei der dasselbe q als schießende Strömung gefördert wird. Im ersten Fall strömt das Wasser bei hoher potentieller und kleiner kinetischer Energie, im zweiten Fall bei kleiner potentieller und hoher kinetischer Energie.

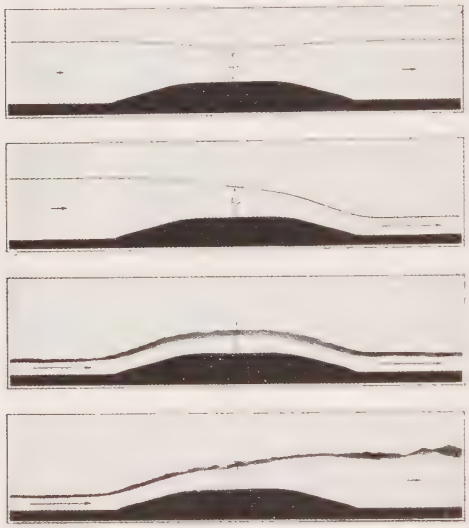

Abb. 2. Unterschiedliches Verhalten der Oberflächen beim Strömen von Wasser über ein Hindernis in einem flachen Versuchskanal; *a* fließend → fließend, *b* fließend → schießend, *c* schießend → schießend, *d* schießend → fließend (stetiger Übergang).

Abb. 2 zeigt einen Längsschnitt durch einen breiten, horizontalen Versuchskanal, in dem sich ein über die ganze Kanalbreite erstrecktes Hindernis befindet. Der Kanal werde bis über das Hindernis mit Wasser gefüllt. In Abb. 2*a*. 2*b* denke man sich links anschließend einen ausgedehnten See der Spiegelhöhe H_0, rechts anschließend eine Förderpumpe. Beginnt die Pumpe zu arbeiten und steigert sie stetig ihre Förderleistung, so nimmt auch die Durchflußmenge pro Zeit und Breiteneinheit q durch den engsten Kanalquerschnitt über dem Hindernis stetig zu. Dabei verringert sich die Wassertiefe dort ebenfalls stetig entsprechend Abb. 2*a* bis zum kritischen Wert h_c. Ist dieser erreicht, so ist zugleich die *größte Wassermenge je Zeit und Einheitsbreite* $q_{\max}$ *erreicht, die über das Hindernis gefördert werden kann.* Steigert die Pumpe weiter ihre Förderleistung, so kann ihr Wasserbedarf *über das Hindernis hinweg nicht mehr nachgeliefert werden.* Ihr zusätzlicher Wasserbedarf muß daher aus dem Wasservorrat *rechts vom Hindernis* entnommen werden: Unmittelbar rechts vom Hindernis beginnend, sinkt die Wassertiefe weiter, bis auch dort die kritische Tiefe erreicht ist. Dann wiederholt sich der Vorgang rechts von dieser Stelle. In dieser Weise fortschreitend, ergibt sich schließlich das Strömungsbild 2*b*, bei dem rechts vom Hindernis die Strömung überall schießend, links davon jedoch überall fließend ist. Beim Nachlassen der Förderleistung der Pumpe geht die Strömung umgekehrt von

rechts nach links fortschreitend vom schießenden in den fließenden Zustand zurück. *Die Entwicklung zur schießenden Strömung erfolgt also in Richtung der allgemeinen Grundströmung, die Rückbildung der schießenden zur fließenden Strömung jedoch entgegen der allgemeinen Grundströmung.*

Abb. 2*c*, 2*d* zeigen den Strömungsverlauf über das gleiche Hindernis, wenn es durch schießendes Wasser angeströmt wird. Ist diese Strömung stark schießend (2*c*), so paßt sie sich der Form des Hindernisses an und überquert dieses schießend, um auch anschließend im gleichen Zustand zu bleiben. Ist sie weniger stark schießend (2*d*), so wird unter Umständen über dem Hindernis die kritische Wassertiefe erreicht, und dabei wird die Strömung wieder fließend. Hier ist der Übergang vom schießenden in den fließenden Zustand *stetig*.

Die Umwandlung einer fließenden Wasserströmung in eine schießende, die in unserem *horizontalen* Kanal durch eine Pumpe mit sich steigernder

Abb. 3. Unstetiger Übergang von schießenden (links im Bild) zu fließendem Wasser (rechts im Bild) über einen Wassersprung (hydraulic jump), dem Analogon zur Stoßwelle der Strömungen mit Überschallgeschwindigkeit (Rouse [17]).

Förderleistung der Pumpe bewirkt wird, erfolgt bei den natürlichen Gewässern bei sich steigernder Neigung des Flußbettes durch die Schwerkraft (Wildbach). Genau wie bei diesen die Wirksamkeit der Schwerkraft eine ständige Energieerhöhung der Strömung bewirkt, so wird in unserem horizontalen Kanal im Fall 2*a*, 2*b* von der beschleunigt arbeitenden Pumpe Energie in die Strömung rechts vom Hindernis hineingesteckt. Die schießende Strömung rechts vom Hindernis hat also schließlich eine Gesamtenergie, die größer als die Gesamtenergie des Wassers links vom Hindernis ist, die durch die Wassertiefe des ruhenden Sees H_0 darstellbar ist. Eine derartig stark schießende Strömung ist nun in hohem Maße instabil, so daß der in Abb. 2*d* dargestellte stetige Übergang vom schießenden zum fließenden Strömen in der Natur eine Seltenheit ist. Es besteht vielmehr auch hier wieder die Analogie zur Gasdynamik: Genau wie dort der Übergang einer Strömung mit Unterschallgeschwindigkeit zu einer mit Überschallgeschwindigkeit stetig erfolgt, der umgekehrte dagegen meist unstetig auf dem Wege über eine *Riemannsche Stoßwelle*, geht eine fließende Wasserströmung stetig in eine schießende über, eine schießende in eine fließende dagegen meist unstetig auf dem Wege über einen *Wassersprung* (hydraulic jump)[1]. Abb. 3 zeigt einen derartigen Wassersprung.

[1] Die Analogie Stoßwelle-Wassersprung ist nicht mehr streng erfüllt, da die durch Turbulenz beim Wassersprung erzeugte Wärme für den hydraulischen

Die Strömung ist links stark schießend, rechts fließend. Die dunklen Stellen der Abbildung zeigen mächtige Turbulenzkörper, in denen ein Teil der von der Pumpe in die Strömung gesteckten kinetischen Energie „vernichtet" (d. h. in Wärmeenergie umgewandelt) wird. Die Summe der potentiellen und kinetischen Energie nach dem Sprung ist daher kleiner als die entsprechende Summe vor dem Sprung. Denkt man sich in Abb. 2*b* zwischen Pumpe und Hindernis einen derartigen Wassersprung vorhanden, so wird er dann genau bis in die Spiegelhöhe des links vom Hindernis vorhandenen Sees erfolgen, wenn (von Wandreibungskräften sei abgesehen) in ihm genau die von der Pumpe zusätzlich in die Strömung gesteckte Energie „vernichtet" wird. Wird weniger vernichtet, so *kann der Sprung bis zu Höhen oberhalb* H_0 *emporreichen.*

Es sei noch besonders darauf hingewiesen, daß für das Auftreten des Wassersprunges in einer schießenden Strömung ein Bodenhindernis *nicht erforderlich* ist (in Abb. 3 ist ein solches nicht vorhanden). Es genügt bereits, daß z. B. durch die Bodenreibung die Geschwindigkeit an einer Stelle so weit verringert wird, daß sie sich der kritischen Geschwindigkeit nähert. Wassersprünge können auch *mehrfach hintereinander* auftreten mit dazwischenliegenden Strecken schießender Strömung und jeweils dahinterliegenden Strecken fließender Strömung.

Über die komplizierten Vorgänge, die sich im einzelnen in einem Wassersprung abspielen, ist in der Hydraulik nur wenig bekannt. Bezüglich der experimentellen und theoretischen Untersuchungen muß auf die Lehrbücher der Hydraulik verwiesen werden. Es sei lediglich noch die interessante Tatsache erwähnt, daß die dimensionslosen Größen „Verhältnis der Wassertiefe nach dem Sprung h_2 zu der vor dem Sprung h_1", „Länge, auf die sich der Sprung erstreckt L, zur Wassertiefe nach dem Sprung h_2" nur von der Froudeschen Zahl der schießenden Strömung $F_1 = \frac{v_1}{\sqrt{g\,h_1}}$ abhängen. Für das erstgenannte Verhältnis lautet z. B. diese Beziehung (vgl. [*17*], S. 145).

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{1}{2}\left(\sqrt{1 + 8\,F_1^2} - 1.\right) \tag{21}$$

Sehr beachtenswert für das Folgende ist das eigenartige Verhalten schießenden Wassers, wenn dieses in einem Kanalbett strömt, an dessen Ufern Unebenheiten vorhanden sind. Genau wie in einem Rohr mit rauher Wandung von den Wandungsvorsprüngen und Einsenkungen Verdünnungs- und Verdichtungslinien (Machsche Linien) ausgehen, wenn es von einem Gas mit Überschallgeschwindigkeit durchströmt wird, gehen von den Vorsprüngen und Einsenkungen des Ufers *Linien gleicher Spiegelsenkung und -hebung aus* [*3*]. Genau wie die Machschen Linien sich nur stromabwärts ausbreiten, breiten sich auch ihre Analoga *nur stromabwärts* aus. Dabei durchdringen sich die von beiden Ufern kommenden Störungs-

Prozeß als verloren bezeichnet werden muß, die bei der Riemannschen Stoßwelle in Wärmeenergie umgewandelte Energie jedoch dem Gas als innere Energie erhalten bleibt.

linien und verstärken sich oder schwächen sich ab, je nachdem wie sie aufeinander treffen. Bei stationären Strömungen bildet das Liniensystem ein festes Muster. Bei nichtstationären Strömungen wechselt das Muster laufend. Es kommt so zu jenem unruhigen Aussehen der Wasseroberfläche, wie es von Wildbächen her bekannt ist. Als Folge dieser linienhaften, stromabwärts gerichteten Spiegelhebungen und -senkungen müssen nun in der Strömung Druckgradienten auftreten, die eine *ganz anders geartete Turbulenz* zur Folge haben, als wenn der Kanal von fließendem Wasser durchströmt würde. In diesem Fall können sich die vom Ufer ausgehenden Störungen *nach allen Seiten* ausbreiten.

V. Die Ähnlichkeit der Föhnströmung mit der Strömung schießenden Wassers.

Alle im vorhergehenden Abschnitt geschilderten Erscheinungen, wie sie beim Übergang zwischen fließender und schießender Wasserströmung und bei deren Verhalten gegenüber Hindernissen und Kanälen mit rauhen Ufern beobachtet werden, zeigen eine verblüffende Ähnlichkeit mit den Beobachtungstatsachen aus dem Problemkreis des Föhns.

Man denke sich den Modellkanal der Abb. 2 vergrößert und die freie Wasseroberfläche durch eine Inversion der Atmosphäre ersetzt. Das Hindernis in $2a$ sei z. B. der Brennerpaß. Dann entspricht dem ausgedehnten See der Spiegelhöhe H_0 unseres Modells im Luv des Hindernisses die Luftmasse südlich der Alpen unter der Inversion der Höhe H_0. Denkt man sich Abb. $2c$ rechts neben $2b$ angeordnet, das Hindernis darin als Nordkette und weiter rechts von dieser Anordnung ein luftansaugendes Tiefdruckgebiet an Stelle der Pumpe, so hat man das Bild der Föhnströmung bei Innsbruck.

Die beim Föhn beobachteten Rotoren haben eine große Ähnlichkeit mit den Turbulenzwalzen des Wassersprungs. Auf die vergrößert zu denkende Abb. 3 paßt genau die schon auf S. 353 erwähnte Beschreibung, die KÜTTNER, unter einem solchen Rotor im Lee des Riesengebirges sitzend, gegeben hat. Die in Abständen hintereinander auftretenden Rotoren beim Riesengebirgsföhn entsprechen hintereinander angeordneten Wassersprüngen der Hydraulik. Die außergewöhnliche Turbulenz in den Rotoren und eine ruhige Strömung darüber — durch zahlreiche Segelflugbeobachtungen belegt — entsprechen dem, was man beim Wassersprung beobachtet. Daß es bodennahe Luft ist, die hoch emporschießt, wie es bei einer Deutung entsprechend dem Wassersprung zu erwarten ist, zeigt besonders eindrucksvoll Abb. 5.

Die merkwürdige Stoß- und Richtungsböigkeit des Föhns im Silltal wird verständlich, wenn man Bergrücken und Einschnitte zu beiden Seiten dieses Tales als vergrößerte Abbilder der Rauhigkeiten des von schießendem Wasser durchströmten Versuchskanals deutet.

Auch die in Abschnitt I unter 4. genannte Beobachtungstatsache über den Beginn des Föhns am Brenner und sein Fortschreiten bis ins Alpenvorland beim Heranziehen oder Vertiefen des nördlich gelegenen Tiefdruckgebiets, sein Erlöschen beim Abzug oder Auffüllen des Tiefs

jedoch in umgekehrter Richtung, entspricht genau dem, was nach den Darlegungen des vorhergehenden Abschnitts zu erwarten ist.

Es liegt also die Vermutung sehr nahe, daß *der Föhn eine Luftströmung mit überkritischer Geschwindigkeit (schießend strömende Luft) ist.*

Um diese Vermutung zu erhärten, sei im folgenden geprüft, ob die einzelnen Übergänge, die von der Wasserströmung mit freier Oberfläche

Abb. 4. Blick in das Owens-Tal nach Süden aus 5000 m Höhe bei Bishop, Cal. Rechts die schneebedeckte Sierra Nevada (Höhe etwa 4000 m NN), links die White Mountains (Höhe etwa 3000 m NN). Höhe des Talgrundes etwa 1200 m NN. Breite des Tales etwa 25 km. (Photo: Robert Symons d. Vermittl. Bull. Am. Meteorol. Soc.)

im Modellkanal zur Strömung unter einer Inversion der Atmosphäre erforderlich werden, zulässig sind.

V. Kritische Betrachtung der vom Modellversuch mit Wasser zum atmosphärischen Zweischichtenproblem notwendigen Übergänge.

1. Es kann zunächst kein Zweifel darüber bestehen, daß die im Versuchskanal mit Wasser gewonnenen Ergebnisse übertragbar sind auf die Größenordnung der Flüsse und Kanäle unserer Erde, wenn die Froudesche Modellregel beachtet wird, da die Hydraulik die entsprechenden Gesetze mit bestem Erfolg bei ihren Flußregulierungsproblemen anwendet. Darüber hinaus ist aber auch die Ausdehnung auf noch größere Dimen-

sionen zweifellos erlaubt. Mathematisch beruht diese Tatsache darauf, daß unser Grundgleichungssystem (1′), (2′), (3′) nicht nur invariant ist gegenüber der Froudeschen Modellregel, nach der die Geschwindigkeit proportional zur Quadratwurzel der Vertikaldimensionen zu verändern

Abb. 5. Dasselbe Tal bei Föhn aus 10 000 m Höhe photographiert: In vertikal flachem, breitem Strom wird die Luft über die Sierra ins Tal herabgezogen und schießt etwa in Talmitte auf über 8000 m empor. Nach Ansicht des Verfassers ist dies die gleiche Erscheinung wie der Wassersprung der Hydraulik (vgl. Abb. 3). Der aufgewirbelte Staub zeigt, daß es bodennahe Luft ist, die mit Aufwinden von mehr als 40 m sec bis in diese Höhen emporschießt. Die Wolken oberhalb der Staubmassen sind in heftiger Rotation begriffen. Diese „Rotoren" können wie die Turbulenzwalzen des Wassersprungs gedeutet werden. (Photo: ROBERT SYMONS d. Vermittl. Bull. Am. Meteorol. Soc.)

ist, sondern darüber hinaus bei konstant gehaltener Geschwindigkeit und Vertikalskala auch noch invariant ist gegenüber einer Änderung der Horizontal- und Zeitskala entsprechend den Transformationsgleichungen

$$x' = \varkappa x,\quad y' = \varkappa y,\quad t' = \varkappa t.$$

Bezüglich Einzelheiten zu dieser Frage sei auf das ausgezeichnete Buch [20], S. 28 verwiesen.

2. Wenn schon die Erfahrungen in der Flußregulierung zeigen, daß die in einem erdfesten Koordinatensystem auftretenden Corioliskräfte offenbar ohne wesentlichen Einfluß auf den von uns für kleinräumige Verhältnisse geschilderten Mechanismus sind, so könnten sich doch

Zweifel erheben, ob dies auch bei weiterer Vergrößerung der Dimensionen noch gilt. Eine eingehende Untersuchung ([*18*], S. 355) zeigt jedoch, daß unsere Fundamentalgröße — die Grundwellengeschwindigkeit — jedenfalls durch Corioliskräfte nicht beeinflußt wird.

3. Ausgehend von den großräumigen inkompressiblen Wasserströmungen mit freier Oberfläche ist nunmehr der Übergang zu vollziehen zu der Strömung einer inkompressiblen Flüssigkeit der Dichte ϱ_0 unter einer inkompressiblen Flüssigkeit der Dichte ϱ_0'. Es wurde bereits auf S. 355 f. dargelegt, daß dieser Übergang keine Schwierigkeiten bereitet, wenn angenommen wird, daß die Deckflüssigkeit gegenüber der unteren Flüssigkeit hinreichend dick und in Ruhe oder in gleichförmiger Bewegung ist. Unsere Grundgleichungen wurden bereits für ein derartiges System formuliert. Die Grundwellengeschwindigkeit hat dann den Wert $a = \sqrt{1 - \left(\frac{\varrho_0'}{\varrho_0}\right) g h}$ und die Froudesche Zahl die Bedeutung $F = \frac{v}{\sqrt{\left(1 - \frac{\varrho_0'}{\varrho_0}\right) g h}}$. Es sei hier noch auf ein Paradoxon besonders hingewiesen, das sich ergibt, wenn man in der Formel für die verallgemeinerte Grundwellengeschwindigkeit den Grenzübergang $\varrho_0' \to \varrho_0$ vollzieht (ein Glied der Differentialgleichungen (2′), (3′) wird dann Null). Er würde ergeben, daß bei fester Höhe der inneren Grenzfläche die verallgemeinerte Grundwellengeschwindigkeit beliebig klein gemacht werden kann, wenn nur der Dichteunterschied zwischen beiden Flüssigkeiten immer mehr verringert wird. Es wäre dann im Grenzfall jede Geschwindigkeit der unteren Flüssigkeit bereits überkritisch. Dieser Grenzübergang ist offenbar nicht zulässig. Die durch ihn bedingte Antinomie gehört in die Klasse der „asymptotischen Paradoxa" des oben zitierten Buches [*20*] (s. dort S. 4).

4. Beim nunmehr zu vollziehenden Übergang vom großräumigen Zweischichtenproblem inkompressibler Flüssigkeiten zum meteorologischen Zweischichtenproblem „untere Luftschicht—Inversion—obere Luftschicht" tritt die Frage auf, ob Luftströmungen wie inkompressible Flüssigkeiten behandelt werden dürfen. Es ist bekannt, daß dies für nahezu *horizontale* Strömungen erlaubt ist, da die Windgeschwindigkeiten in der Natur so weit unter der Schallgeschwindigkeit der Luft liegen, daß ihre Kompressibilität vernachlässigt werden darf. Für Vertikalbewegungen dagegen muß die Kompressibilität der Luft berücksichtigt werden. FREEMAN hat gezeigt [*7*], daß für den einfachsten Fall zweier übereinander geschichteter Luftmassen mit jeweils konstanter potentieller Temperatur ϑ_0 (untere Schicht), ϑ_0' (obere Schicht) der Faktor $\left(1 - \frac{\varrho_0'}{\varrho_0}\right)$ zu ersetzen ist durch $\left(1 - \frac{\vartheta_0}{\vartheta_0'}\right)$. Die verallgemeinerte Grundwellengeschwindigkeit lautet dann also

$$a = \sqrt{\left(1 - \frac{\vartheta_0}{\vartheta_0'}\right) g h}, \tag{22}$$

wo h die Höhe der Inversion über Grund ist.

Einige sich daraus ergebende Werte für verschiedene Inversionshöhen und Sprungwerte der potentiellen Temperatur an der Inversion sind in der folgenden aus [7] entnommenen Tabelle zusammengestellt.

Werte der kritischen Geschwindigkeiten a (Meilen pro Stunde) für verschiedene Inversionshöhen h (Fuß) und Inversionsstärken ($\vartheta' - \vartheta$) (Celsiusgrade).

h \ $\vartheta' - \vartheta$	9,0	6,0	3,0	1,0	0,5
2000	27,8	22,8	16,2	9,4	6,7
4000	40,5	33,2	23,5	13,8	9,6
6000	49,2	40,5	28,6	16,9	11,8
8000	57,5	47,1	33,5	19,5	13,7
10000	63,1	52,0	36,9	21,0	15,0

Wie man sieht, liegen diese Werte in der Größenordnung der in der Natur auftretenden Windgeschwindigkeiten, können also sicher auch überschritten werden. *Es können also überkritische Geschwindigkeiten in der Atmosphäre auftreten.* Im allgemeinen Fall einer komplizierter aufgebauten Atmosphäre muß an Stelle von $\left(1 - \frac{\vartheta_0}{\vartheta_0'}\right)$ ein Faktor stehen, der mindestens noch von der Stabilität der unteren und oberen Schicht abhängt, wahrscheinlich aber noch komplexer aufgebaut ist. *Die Inversionen der Atmosphäre müssen also grundsätzlich das gleiche Verhalten zeigen wie die freien Wasseroberflächen flacher Kanäle. Die Ähnlichkeit zwischen Föhn und Kanalströmung schießenden Wassers ist also nicht zufällig*[1].

VI. Der Mechanismus des Föhns und einige sich daraus ergebende Folgerungen.

Nach der hier vertretenen Auffassung über den Mechanismus des Föhns ergibt sich nunmehr folgendes Bild für sein Zustandekommen:

Im Ausgangszustand lagert über einem Gebirgsrelief und seiner weiteren Umgebung eine ausgedehnte, nahezu horizontale Inversion, in den Gebirgstälern und vielleicht auch im Vorland eine stagnierende kalte Luftschicht. Ein heranziehendes Tief beginnt die Luft durch den Kanal zwischen der Oberfläche der Kaltluft und der über dem Gebirge gelegenen Inversion abzusaugen. Die Strömungsgeschwindigkeit in diesem Kanal nimmt ständig zu. Ist die Absaugwirkung des Tiefs genügend stark, so wird irgendwann längs einer zunächst schmalen Teilstrecke des Gebirgszuges die Strömung zuerst kritisch werden. Bevorzugt dazu ist ein Paß, weil dort wegen der Düsenwirkung die Strömungsgeschwindigkeit besonders gesteigert wird. Längs dieser Strecke ist damit die maximale Förderleistung des Kanals (entsprechend Abb. 1) erreicht. Die Inversion wird im Lee dieser Teilstrecke herabgezogen, und dieses Herabziehen

[1] Vgl. dazu noch besonders die Bemerkungen auf S. 147, 227 in [17].

der Inversion schreitet in Richtung der Grundströmung weiter fort, während darunter die Strömung überkritisch wird. Der Föhn hat am Paß begonnen und setzt sich in das Tal hinein fort, wobei er auch die Kaltluft am Boden des Kanals mit in seinen Bereich einbezieht (aufleckt). Während dieser Vorgang im Gange ist, kann die Luft zu beiden Seiten unserer Gebirgsteilstrecke noch ungehindert nachströmen, da dort die kritische Geschwindigkeit noch nicht erreicht ist. Das ansaugende Tief fordert aber weiteren Luftnachschub, so daß auch seitlich unserer Strecke die Strömungsgeschwindigkeiten weiterhin zunehmen müssen, bis nach und nach längs des ganzen Gebirgsrückens überall die kritischen Werte überschritten sind. In der gesamten Erstreckung des Gebirges hat damit der Föhn eingesetzt. Es ist verständlich, daß in jedem Einzelfall die geschilderte Entwicklung auf einer Zwischenstufe haltmachen kann, und zwar dann, wenn die Förderleistung des Kanals, über den ganzen Gebirgsrücken hinweg betrachtet, gerade dem Luftbedarf des Tiefs entspricht (das Tief also nicht allzu kräftig ist). In einem solchen Falle können wir also z. B. Föhn nur im Lee eines Passes und nur im oberen Teil des anschließenden Tales haben. Beim Nachlassen der Ansaugwirkung des Tiefs wird die Entwicklung rückwärts schreiten. Aber auch ein abwechselndes Vor- und Rückschreiten in der Entwicklung, je nachdem das Tiefdruckgebiet seine Ansaugwirkung vorübergehend verstärkt oder abschwächt, ist möglich (Föhnpausen an einem Ort).

Es sei nochmals hervorgehoben, daß dieser Mechanismus lediglich das Vorhandensein einer Inversion im Ausgangszustand, jedoch das Archimedische Prinzip *nicht* in Anspruch nimmt. Die Inversion *muß* aus den geschilderten strömungsmechanischen Gründen im Lee einer Gebirgsstrecke, längs der der kritische Strömungszustand erreicht ist, heruntergezogen werden. Sollte die Luftschichtung dort stabil sein, so daß dazu Arbeit aufzuwenden ist, so muß das *ansaugende Tief diese Arbeit zusätzlich aufwenden.*

In der schießenden Luftströmung können nun alle uns von der schießenden Wasserströmung her bekannten und schon im Abschnitt IV zum Föhn in Beziehung gebrachten Erscheinungen auftreten.

Nimmt man an, daß bei den Ballonfahrten v. Fickers die Luftströmung bei Innsbruck über die Nordkette hinweg in ihrem ganzen Verlauf schießend war (entsprechend Abb. 2*c*), so wird verständlich, warum er dort eine sich dem Gebirge genau anpassende Strömung *ohne* Leewirbel beobachten konnte.

Über dem Inntal östlich von Innsbruck im Lee des Patscherkofels kommt es offenbar innerhalb der schießenden Strömung häufig zu einem „Luftsprung" kleineren Ausmaßes, mit dem ein Rotor verbunden ist. Eine ausführliche Darstellung der dort gemachten Beobachtungen findet man in [*21*].

Bei starkem Föhn über der gesamten Alpenkette und dem Alpenvorland muß der Übergang von der schießenden zur fließenden Luftströmung nördlich der Donau eventuell auf dem Wege über einen Luftsprung vermutet werden. Dort müßte also in einem solchen Falle eine

Zone außerordentlicher Vertikalböigkeit gefunden werden. Auf einem Wettererkundungsflug von Berlin nach München vor einigen Jahren hat der Verfasser nach einem ruhigen Blindflug in dichter Aufgleitschichtbewölkung nördlich von Regensburg eine Zone durchflogen, in der eine Vertikalböigkeit herrschte, die alles übertraf, was er jemals bisher bei einer großen Zahl von Wetterflügen erlebt hatte. Kurz nach dem Durchflug dieser Zone war der Blindflug beendet, und vor uns lagen das gesamte Alpenvorland und das Alpenmassiv in kräftiger Föhnströmung.

Hinreichend dafür, daß es nach dem geschilderten Mechanismus an wenigstens einer Stelle über einem Gebirgszug zu Föhn kommt, ist, daß die im Ausgangszustand geforderte Inversion eine Höhenlage hat, die in Verbindung mit den Stabilitätsverhältnissen darüber und darunter Grundwellengeschwindigkeiten entlang dem Gebirgszug bedingt, die an wenigstens einer Stelle von der durch Absaugmechanismus und Orographie bestimmten Strömungsgeschwindigkeit überschritten werden können.

Während also beim Alpensüdföhn der durch ein Tief gegebene Absaugmechanismus nördlich der Alpen eine *notwendige* Bedingung für Föhn ist, haben wir — wenn unsere Erklärung des Föhns zutrifft — nunmehr in der Verbindung beider Bedingungen ein *notwendiges und hinreichendes Kriterium für sein Zustandekommen.*

Daß den Inversionen für das Zustandekommen des Föhns zumindest in den Alpen eine wesentliche Bedeutung zukommen muß, kann man schon allein daraus schließen, daß dem Zyklonalföhn im allgemeinen eine schwache Hochdrucklage über den Alpen vorausgeht. Genaue Beobachtungen über Höhenlage der Inversionen und den Aufbau der Atmosphäre an Stellen, an denen kurz nachher Föhn sich entwickelt, sind dem Verfasser nicht bekannt. Von großem Interesse im Hinblick auf die Darlegungen dieser Arbeit wäre auch eine ausführliche statistische Bearbeitung der Inversionen über den Alpen in Föhngebieten bei föhnanfälligen synoptischen Lagen im Jahresverlauf, die leider nicht vorliegt. Nach allgemeinen meteorologischen Erfahrungen ist es jedoch nicht unwahrscheinlich, daß im Sommer bei der hochreichenden Konvektionsschicht die Inversionen zu hoch, im Winter zu oft unterhalb der Gebirgskämme liegen, um für die Entwicklung einer schießenden Luftströmung günstig zu sein[1]. Frühjahr und Herbst müßten daher die günstigeren Jahreszeiten für die Föhnentwicklung sein. Die in Abschnitt I genannte Beobachtungstatsache 5, die in der Arbeit [*10*] bestätigt wird, fände so eine einfache Erklärung.

Wenn es richtig ist, daß der Föhn eine schießende Luftströmung ist, so ergibt sich eine wichtige Folgerung für die Lyrasche Theorie der hochgelegenen Wellen [*23*]. Diese Theorie benutzt als untere Grenzbedingung die Anpassung der Strömung an die *Form der Orographie.*

[1] Für diese Ansicht kann man auch die Inversionsstatistiken von Ekhart in Anspruch nehmen. Man muß allerdings bedenken, daß sie nicht für das Innsbrucker Gebiet, sondern für Klagenfurt gewonnen wurden [*22*].

Das ist nun sicher in den Fällen nicht mehr erlaubt, wo sich in Bodennähe ein *selbständiges fließendes und schießendes Strömungssystem* mit eingelagerten Luftsprüngen ausgebildet hat. Es ist vielmehr eher wahrscheinlich, daß dann die *Form der Obergrenze dieses Strömungssystems* das untere Hindernis für die darüber hinwegströmende Luft darstellt.

VII. Schlußbemerkungen.

Der in der vorhergehenden Abhandlung zur Diskussion gestellte Versuch, den Föhn als schießende Strömung im Sinne der Hydraulik zu erklären, erhebt keinen Anspruch darauf, eine abgeschlossene Föhntheorie zu sein. Der geschilderte Mechanismus ist *rein strömungsmechanischer Art, enthält also* z. B. noch *keinerlei Thermodynamik*. Bei der Forschung nach dem Wesen des sicher sehr komplexen Föhnmechanismus kann aber die nächstliegende Frage nur lauten: ist der Föhn *vorwiegend* durch thermodynamische oder *vorwiegend* durch strömungsmechanische Vorgänge bedingt? Wenn in den letzten Jahren das Schwergewicht der Erklärungsversuche auf thermodynamischen Prinzipien lag, so hat das seine Ursache nicht zuletzt darin, daß man keine Möglichkeit einer vorwiegend strömungsmechanischen Erklärung mehr sah. Der Zweck der vorstehenden Abhandlung liegt daher im wesentlichen darin, eine derartige Möglichkeit aufgezeigt zu haben.

Es kann nun kein Zweifel sein, daß auch bei ihrer Anerkennung thermodynamische Vorgänge, wie es die Kompressibilität der Luft bei Vertikalbewegungen, die Wolkenbildungs- und Wolkenauflösungsvorgänge (Rossmann), die Temperaturgegensätze zwischen hangnaher Luft und Luft der freien Atmosphäre (Berg), die vor Ausbruch des Föhns in den Tälern bestehenden Solenoidfelder (Frey [*24*]) sind, die strömungsmechanischen Vorgänge abwandeln können. Hingewiesen sei z. B. erneut auch auf die schon erwähnte Tatsache, daß die Gleichsetzung „Wassersprung—Luftsprung" nicht in allen Teilen zutrifft, da bei ersterem nur potentielle und kinetische Energie im Widerspiel sind und die in den Rotoren in Wärme umgewandelte kinetische Energie für den Prozeß verloren ist, während sie beim Luftsprung weiterhin als innere Energie der Luftströmung wirksam bleibt. Der Verfasser ist jedoch der Meinung, daß schon der stark schematisiert dargestellte, rein strömungsmechanische Vorgang so viele grundlegende Beobachtungstatsachen aus dem Problemkreis um den Föhn verständlich zu machen vermag, daß es sich lohnen müßte, von ihm ausgehend, das Föhnproblem erneut in Angriff zu nehmen, in der Hoffnung, schließlich doch zu einer in allen Teilen befriedigenden Föhntheorie zu kommen.

Literaturverzeichnis.

1. Courant, R. und D. Hilbert: Methoden der Mathematischen Physik. Bd. II. Berlin 1937.

2. Courant, R. and K. Friedrichs: Supersonic Flow and Shock Waves. New York 1948.

3. Preiswerk, E.: Anwendung gasdynamischer Methoden auf Wasserströmungen mit freier Oberfläche. Zürich 1938.
4. Friedrichs, K.: On the Derivation of the Shallow Water Theory. Comm. of Applied Math. **1**, 81—87 (1948).
5. Karman, Th. v.: Eine praktische Anwendung der Analogie zwischen Überschallströmung in Gasen und überkritischer Strömung in offenen Gerinnen. Z. f. angew. Math. und Mech. **18**, 49—56 (1938).
6. Laitone, E. V.: A Study of Transonic Gas Dynamics by the Hydraulic Analogy. J. Aeronautical Science **19**, 265—272. New York (1952).
7. Freeman, J. C.: An Analogy between the Equatorial Easterlies and Supersonic Gas Flows. J. of Meteorology **5**, 138—146 (1948).
8. Hann-Süring: Lehrbuch der Meteorologie. 5. Aufl. Leipzig 1940. Verzeichnis der Literatur zum Föhnproblem. S. 577.
9. Küttner, J.: Moazagotl und Föhnwelle. Beitr. Phys. d. fr. Atm. **25**, 111 (1938).
10. Hauer, H.: Klima und Wetter der Zugspitze. Ber. dtsch. Wetterdienst US-Zone Nr. 16, Bad Kissingen (1950).
11. Prandtl, L.: Führer durch die Strömungslehre. 2. Aufl., Abschn. V. S. 326. Braunschweig 1944.
12. Rossmann, F.: Über das Absteigen des Föhns in die Täler. Ber. dtsch. Wetterdienst US-Zone Nr. 12, 94, Bad Kissingen (1950).
13. — Über den Föhn auf Spitzbergen und Grönland. Z. f. Meteorol. **4**, 257, Berlin (1950).
14. Berg, H.: Der Föhn im nördlichen Alpen- und Voralpengebiet vom 11. bis 14. März 1951. Ber. dtsch. Wetterdienst US-Zone Nr. 35, 117. Bad Kissingen (1952).
15. Cook, A. W. and A. G. Topil: Some Examples of Chinooks East of the Mountains in Colorado. Bull. Am. Meteorol. Soc. **33**, 42 (1952).
16. Benton, G. S. and M. Tepper: Some Experimental Data on the Hydraulic Jump at the Interface between two Fluids. Noch unveröffentlichter Vortrag.
17. Rouse, H.: Elementary Mechanics of Fluids. New York 1946. Sec. 24, 25 and Sec. 37.
18. Lamb, H.: Lehrbuch der Hydrodynamik, 2. Aufl., Leipzig 1931.
19. Miles, E.: Supersonic Aerodynamics. 1. Edition New York 1950.
20. Birkhoff, G.: Hydrodynamics. A Study in Logic, Fact, and Similitude. Princeton University Press 1950.
21. Hoinkes, H.: Wolkenbeobachtungen bei Föhn in Innsbruck. Beitr. Phys. d. fr. Atm. **27**, 62 (1942).
22. Ekhart, E.: Über Inversionen in den Alpen. Meteorol. Rdsch. **2**, 153 (1949).
23. Lyra, G.: Theorie der stationären Leewellenströmung in freier Atmosphäre. Z. f. angew. Math. und Mech. **23**, 1 (1943).
24. Frey, K.: Zur Entwicklung des Föhns. Verhdlg. Schweiz. Naturf. Gesellschaft 90 (1944); Beiträge zur Entwicklung des Föhns und Untersuchungen über Hochnebel. Diss. Basel 1945.

551.508.91

(Physiologisches Institut der Universität Basel.)

Kondensationskernzähler mit automatischer Registrierung*.

Von

F. Verzár.

Mit 3 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Es wird ein neues Modell eines Kondensationskernzählers beschrieben, bei dem der von Nolan und Pollak angegebene Kernzähler mit einem automatischen Registrierverfahren kombiniert wird und der dadurch die Gewinnung von Meßwerten in kurzen Zeitabständen gestattet.

Summary. A new type of a counter of condensation nuclei is described, where the counter of Nolan and Pollak is combined with an automatic recorder which enables to obtain values of measurements in short intervals.

Résumé. Description d'un nouveau modèle de compteur de noyaux de condensation dans lequel le compteur proposé par Nolan et Pollak se combine avec un procédé automatique d'enregistrement permettant des mesures à courts intervalles.

Die Zählung der atmosphärischen Kondensationskerne geschah bisher meistens mit dem Aitkenschen Kernzähler oder seiner verbesserten Modifikation, dem Scholzschen Kernzähler. Bei einer adiabatischen Expansion wird in einem mit Wasserdampf gesättigten Raum Kondensation erzeugt; die Zahl der ausfallenden Nebeltröpfchen wird auf einem eingebauten Zählnetz mikroskopisch gezählt.

Wir haben den Scholzschen Kernzähler verbessert und zu zahlreichen Bestimmungen benützt [*1*, *2*]. Das Arbeiten mit diesem Instrument ist aber sehr mühevoll und die Resultate sind nur nach zahlreichen Einzelbebestimmungen verwertbar; Serienuntersuchungen sind damit nicht ausführbar. Nach längeren Erfahrungen kamen wir aber zu der Überzeugung, daß nur zahlreiche, in regelmäßigen Intervallen durchgeführte Bestimmungen einen richtigen Einblick in die Veränderungen der Kondensationskernzahl erlauben. Wir haben uns deshalb einen automatisch arbeitenden Kondensationskern-Zählapparat konstruiert, der im folgenden beschrieben wird.

* Ausgeführt mit Unterstützung des eidgenössischen Fonds für wissenschaftliche Forschung.

Einen automatisch arbeitenden Kernzähler mit Expansion nach dem Prinzip von Aitken benützten 1938 Bradbury und Meuron [3]. Bei diesem wird ein Lichtstrahl durch die Kammer geschickt und die Lichtdurchlässigkeit des Nebels am Strom einer Photozelle gemessen; der Galvanometerausschlag wird photographisch registriert. Der Apparat scheint nur kurze Zeit in Kalifornien in Gebrauch gewesen zu sein und existiert nach Mitteilung von Dr. Bradbury nicht mehr.

Wir benützten eine andere Methode. Nach einem ursprünglich von Pollak und Morgan [4] verwendeten Prinzip haben Nolan und Pollak[1]

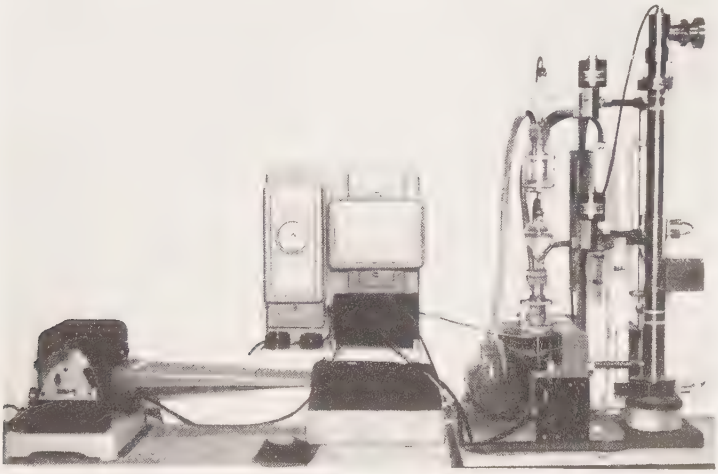

Abb. 1. Ansicht des Kondensationskernzählers mit automatischer Registrierung.

[5, 6] 1946 einen Kondensationskernzähler gebaut, der in folgender Weise arbeitet: Die zu untersuchende Luft wird in ein Metallrohr gepumpt. Dieses ist 60 cm lang und 4 cm breit, und innen mit befeuchtetem Fließpapier bedeckt. Mit filtrierter, kernfreier Luft wird ein Druck von 125% erzeugt, dann durch Öffnen eines Hahnes dieser plötzlich vermindert, wobei ein Nebel entsteht. Ein Lichtstrahl wird durch das Rohr auf eine Photozelle gesendet, und die Abnahme der Lichtintensität durch die Nebelbildung an einem Galvanometer beobachtet.

Wir haben dieses Prinzip von Nolan und Pollak, dessen Theorie in [5] entwickelt ist, für unseren Apparat benützt und den eigentlichen Kernzähler nach ihrer Beschreibung gebaut. Die meisten Einzelheiten wurden jedoch modifiziert und insbesondere der ganze Arbeitsgang automatisch gestaltet. Der Apparat liefert ohne Unterbrechung während

[1] Anmerkung bei der Korrektur: Inzwischen hat Prof. Pollak seinen Kernzähler auch in dieser Zeitschrift (Arch. Met. Geoph. Biokl. A, V, 100) beschrieben.

beliebig langen Zeiten in rhythmischer Folge Bestimmungen der Kondensationskernzahl. Der Automat führt 34 verschiedene Schaltungen aus und läßt sich je nach Wunsch auf verschiedene Schaltzeiten einstellen.

Das Zählrohr des in Abb. 1 und 2 dargestellten Apparats hat eine Länge von 60 cm und einen Durchmesser von 4 cm. Der Lichtstrahl wird von einer 6-Volt-Lampe geliefert, die von einer Akkumulatorenbatterie gespeist wird. Am unteren Ende des Rohres ist eine Selensperrschichtzelle angebracht, deren Strom auf einem Lichtmarkengalvanometer von Hartmann & Braun (Elima) abgelesen werden kann; dieses besitzt einen inneren Widerstand von 19 Ω und eine rasche Einstellzeit.

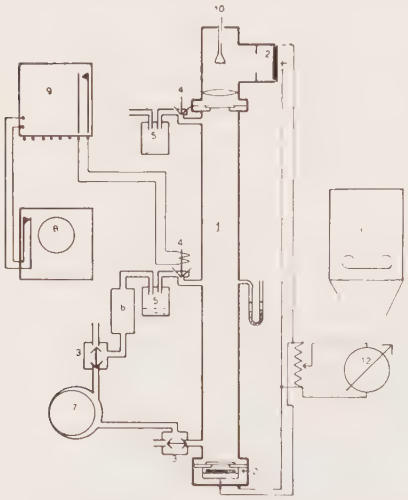

Abb. 2. Schema des Kondensationskernzählers. *1* Zählrohr, *2* Photozellen, *3* Doppelventile, *4* Ventile, *5* Wasserflaschen, *6* Filter, *7* Pumpe, *8* Uhr, *9* Impulsgeber, *10* Lampe, *11* Photokymographion, *12* Galvanometer.

Der Photozellenstrom wird mit dem Strom einer zweiten Photozelle kompensiert; diese erhält Licht von derselben Lampe unter Zwischenschaltung einer Blende. Die Kompensation erfolgt durch Variation der Blendenöffnung. Um die Empfindlichkeit zu regulieren, ist vor das Galvanometer ein Widerstand eingebaut. Der Galvanometerausschlag wird auf einem Photokymographion von Kipp en Zonen registriert.

Die automatische Schaltung wird von einer von der Firma Friedrich Sauter AG. (Basel) gelieferten automatischen Schaltanlage betätigt. Die Öffnung des Kernzählers wird durch elektrisch betriebene Magnetventile (A. Knoll, Aarau) reguliert. Die zu untersuchende Luft wird von einer Edwards-Pumpe durch den Apparat gesaugt. Diese liefert nach dem Saugen auch den Überdruck, der durch ein Ventil eingestellt werden kann und auf einem Quecksilbermanometer registriert wird. Alle Untersuchungen sind bei 180 mm Hg Überdruck gemacht worden. Die Luft für den Überdruck wird durch ein Wattefilter gepumpt, das im wesentlichen dem von Nolan und Pollak angegebenen entspricht.

Es erwies sich als zweckmäßig, die Befeuchtung der Luft nicht durch ein eingelegtes Fließpapier vorzunehmen, was auch möglich wäre, sondern dadurch, daß die eintretende Luft und ebenso die Druckluft über einen Wasserbehälter hinweggeleitet wird, wobei genügend Wasserdampf aufgenommen wird. Durch die Umgehung des Fließpapiers ist die Möglichkeit der Beschmutzung der unteren Glasplatte, welche das Kernzählrohr abschließt, wesentlich vermindert worden.

Wir arbeiten gegenwärtig mit Probeentnahmen alle 15 Min. Zuerst wird während 30 Sek. Außenluft durch die Pumpe durch das Rohr getrieben, dann erfolgt die Druckzunahme um 180 mm Hg, welche 8 Sek. dauert. Nun wird das Ventil geöffnet und während 5 Sek. offengehalten. In dieser Zeit ist der Galvanometerausschlag wieder auf die Nullage zurückgekehrt. Dann wird wieder Überdruck gegeben (8 Sek.), 5 Sek. entlastet, und diese Manipulation noch ein drittes Mal wiederholt. Hierauf wird mit filtrierter Luft 30 Sek. lang das Rohr durchventiliert und zuletzt noch eine allgemeine Druckentlastung der Apparatur gemacht.

Es ist nicht unbedingt notwendig, drei aufeinanderfolgende Kernzählungen durchzuführen, aber es hat sich gezeigt, daß das richtige Arbeiten des Apparates auf diese Weise gut kontrollierbar ist. Nach der Angabe von WAIT [7] über das Aitkensche Modell werden bei der ersten Expansion durchschnittlich 63% der gesamten Kerne entfernt und bei jeder weiteren Expansion weniger. Dementsprechend gibt auch hier die zweite und dritte Expansion einen geringeren Galvanometerausschlag. Dazu kommt allerdings, daß bei der Entlastung ein Teil der kernhaltigen Luft

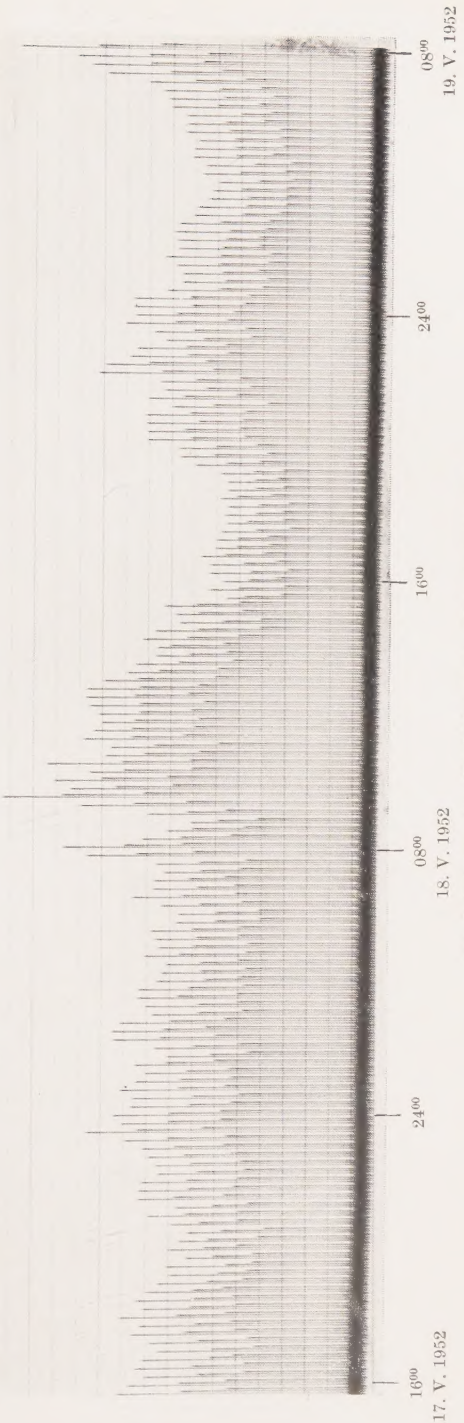

Abb. 3. Beispiel einer Registrierung in halber Originalgröße.

entweicht. Da dies vorerst für uns keine Rolle spielt, diskutieren wir diesen Punkt jetzt nicht.

In Abb. 3 ist eine kontinuierliche Registrierung in halber Originalgröße wiedergegeben. Diese Probe wurde im Garten der Universität in Basel, 2 m oberhalb des Bodens, entnommen. Es liegt deshalb nahe, daran zu denken, daß die Maxima die Folge von Rauch oder Staub sein könnten. Doch läßt die zeitliche Verteilung annehmen, daß auch noch andere Faktoren mitspielen, worauf wir in späteren Versuchen zurückkommen wollen.

Der Apparat wurde von Herrn Institutsmechaniker H. Bitterli in der Werkstatt des Physiologischen Instituts gebaut; die elektrischen Schaltuhranlagen wurden von Herrn Ing. Brückner von der Fa. Sauter AG. konstruiert.

Die Kalibrierung des Apparates geschah mit zwei Scholzschen Kernzählern, die Herr Bitterli in unserer Werkstatt gebaut hat und wurde von Herrn Dr. J. Keith ausgeführt. Das Resultat führte zu einer Bestätigung der Kaliberkurve von Pollak für seinen Kernzähler. Der Galvanometerausschlag ist proportional der Kernzahl und gibt in logarithmischer Darstellung eine Gerade.

Den genannten Herren sei auch an dieser Stelle der beste Dank für ihre vorzügliche Mitarbeit ausgesprochen.

Wir danken Herrn Prof. L. W. Pollak in Dublin für die bereitwillige Demonstration seines Kernzählers und seine wertvollen Ratschläge für dessen Bau.

Literaturverzeichnis.

1. Verzár, F.: Höhenklimaforschungen des Basler Physiologischen Institutes. I. Band (1945). 121, 131, 141, 149. Benno Schwabe und Co., Verlag. Basel.
2. Gutzwiller, N. und F. Verzár: Höhenklimaforschungen des Basler Physiologischen Institutes. II. Band (1948) 83; Helv. Physiol. Acta **4**, C 15 (1946).
3. Bradbury, N. E. and H. J. Meuron: Terr. Magn. Atmosph. Electr. **43**, 232 (1938).
4. Pollak, L. W. und A. W. Morgan: Irish Met. Serv., zit. nach 5.
5. Nolan, P. J. and L. W. Pollak: Proc. Roy. Irish Acad. **51**, 9 (1946).
6. Nolan, P. J. and E. L. Kennan: Ibid. **52**, 171 (1949)).
7. Wait, G. R.: Terr. Magn. Atm. Electr. **36**, 120 (1933).

Herausgeber, Eigentümer und Verleger: Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5.
Für den Inhalt verantwortlich: Prof. Dr. F. Steinhauser, Wien V, Schloßgasse 14.
Druck: Manzsche Buchdruckerei, Wien IX.

Fortsetzung von der II. Umschlagseite

Die Mitarbeiter erhalten 75 Sonderdrucke ihrer Arbeit (ohne Umschlag) kostenlos; sie können eine beschränkte Anzahl weiterer Sonderdrucke gegen Entschädigung beziehen, müssen diese jedoch bei der Rücksendung der ersten Korrektur bestellen.

Manuskripte und Anfragen sind an einen der beiden unterzeichneten Herausgeber zu richten.

Dozent Dr. **W. Mörikofer**
Physikalisch-Meteorologisches Observatorium
Davos-Platz, Schweiz

Prof. Dr. **F. Steinhauser**
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Wien V, Schloßgasse 14, Österreich

Springer-Verlag
Wien I, Mölkerbastei 5
Österreich

SPRINGER-VERLAG / BERLIN · GÖTTINGEN · HEIDELBERG

Grundriß einer Meteorobiologie des Menschen

Wetter- und Jahreszeiteneinflüsse

Von

Prof. Dr. B. de Rudder

Direktor der Universitäts-Kinderklinik Frankfurt a. M.

Dritte, neubearbeitete Auflage

Mit 56 Abbildungen. VII, 303 Seiten. 1952. Ganzleinen DM 29.80

In den seit der letzten Auflage verflossenen 14 Jahren, namentlich seit Kriegsende, hat das Interesse für die in dem Buche behandelten Fragen stark zugenommen. Die Auflage war seit Jahren vergriffen und das Buch immer wieder verlangt, was den Verfasser zu einer Neubearbeitung veranlaßte. Diese machte in vielen Abschnitten eine völlige Umgestaltung notwendig. Waren doch seitdem ganz besonders viele neue Beiträge zu dem Thema von verschiedenster Seite erfolgt und die methodischen Grundlagen weiter ausgebaut worden. Entscheidenden Anteil an diesen Fortschritten hatte nicht zuletzt die Meteorologie, welche sich zunehmend stärker dem Arzt zur Zusammenarbeit zur Verfügung stellte und einer immer häufiger genannten „Bio-Meteorologie" nunmehr der Meteorobiologie in gleichgerichtetem Bemühen entgegenkam und so den ärztlich-biologischen Blickpunkt eben von der meteorologischen Seite her entscheidend förderte und ergänzte. Unter Beibehaltung der Blickrichtung vom Ärztlich-biologischen her war all dieses Neue einzuarbeiten. Auch viele allgemein biologische Fragen konnten in der Zwischenzeit vertieft und den Erkenntnissen auf anderen biologischen Gebieten eingegliedert werden.

Neue Methoden der Wetteranalyse und Wetterprognose

Von

Dr. Richard Scherhag, Berlin

Mit 213 zum größten Teil farbigen Abbildungen. XII, 424 Seiten. DIN A 4. 1948. DM 78.—; gebunden DM 82.50

In diesem Buch sind die in den letzten Jahren entwickelten und im deutschen meteorologischen Dienst erprobten neuen synoptisch-aerologischen Erkenntnisse, auf denen seit 1941 die tägliche Konstruktion der Vorhersagekarte basiert, zusammenfassend dargestellt. Damit wird diese Methode einem größeren Kreise zugänglich gemacht und als Grundlage für einen späteren Wiederaufbau des Friedenswetterdienstes gesichert. Gleichzeitig wurde das während der letzten Jahre angefallene umfangreiche deutsche aerologische Beobachtungsmaterial einer ersten Sichtung und Bearbeitung unterzogen.

Zu beziehen durch

MINERVA, WISSENSCHAFTLICHE BUCHHANDLUNG GES. M. B. H., WIEN I

Verkaufslokal: Schottenbastei 2 / Tel. U 27-0-47 **Expedition:** Mölkerbastei 5 / Tel. U 26-5-60

Soeben erschien:

Gasdynamik

Von

Dr. **Klaus Oswatitsch**

Dozent an der Königl. Technischen Hochschule in Stockholm, früherer wissenschaftlicher Mitarbeiter am Kaiser Wilhelm- (Max Planck-) Institut für Strömungsforschung in Göttingen

Mit 300 Textabbildungen und 3 Tafeln. XIII, 456 Seiten. Lex.-8°. 1952

Ganzleinen S 390.—, DM 78.—, $ 18.60, sfr. 80.—

Der Verfasser, ein langjähriger Mitarbeiter Prof. *Prandtls*, gibt einen Gesamtüberblick über die heutige Gasdynamik, wobei er das Hauptgewicht nicht auf eine Wiedergabe der mathematischen Probleme, sondern auf eine anschauliche Behandlung der physikalischen und technischen Fragen legt. Die einzelnen Problemkreise werden in ihren wesentlichen Punkten behandelt und die Ergebnisse meist an einem typischen Beispiel gezeigt, das mit Versuchen verglichen wird. Der Leser kommt so am besten in die Lage, sich die prinzipielle Methodik der Behandlung aller einschlägigen Aufgaben selbst anzueignen. Tabellen und Diagramme sind als praktische Rechengrundlagen beigefügt. Die Art der Darstellung sowie eine Reihe eigener Beiträge des Verfassers verleihen dem Buch seine besondere Note.

Acta Physica Austriaca

Unter Mitwirkung der Österreichischen Akademie der Wissenschaften

Herausgegeben von

K. W. Fritz Kohlrausch und **Hans Thirring**
Graz Wien

Schriftleitung: **Paul Urban**, Graz

Soeben erschien:

Band 6, Heft 2–3

(Ausgegeben im November 1952.)

Mit 8 Abbildungen. 136 Seiten. S 105.—, DM 21.—, $ 5.—, sfr. 21.50

Inhaltsverzeichnis: **Robl, H.** Paarerzeugung im homogenen Magnetfeld. — **Überall, H.** Die Energieabhängigkeit der Phasenverschiebung bei der Proton-Proton-Streuung. — **Cap, F.** Über allgemeine Relativitätstheorie und einheitliche Feldtheorie. — **Krzywoblocki, M. Z. E.** On the Equations of Isotropic Turbulence in Magneto-Hydrodynamics of Compressible Medium. — **Sitte, K.** Über die Stoßquerschnitte in durchdringenden Höhenstrahlschauern. — **Urban, P.** Beitrag zum W. K. B.-Verfahren. — **Baumann, K.** Bericht über die neuere Entwicklung der Quantenelektrodynamik. III. — **Hafner, E.** Das vollständige System der elektromagnetischen Eigenschwingungen eines zweiachsig anisotropen Parallelepipeds. — **Kohlrausch, K. W. F.** Vorbericht über die Herbsttagung der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

Printed in Austria